

Térelektromos félvezetők

Kun Ákos villamos üzemmérnök, Budapest

Bejelentés napja: 1977. 12. 09.

A találmány térelektromos félvezetők olyan két szélső rétegükben azonos vezetési típusú háromrétegű félvezetőelemek, melyekben a töltéshordozóáramlás alapvetően az egyes rétegek között uralkodó térelektromos erőviszonyoknak megfelelően megy végbe.

A jelenleg használatos modern félvezetők szinte kivétel nélkül az elektroncső használatbavétele után kezdtek megjelenni, fokozatosan csökkentve ezzel ennek a több évtizeden keresztül egyeduralkodó szerepet betöltő hőemissziós egyenirányító és erősítőelemnek a jelentőségét. Van azonban a modern félvezető alkatrészeknek egy eleme, amely ha kezdetleges változatban is, de az elektroncsöveknél már jóval korábban ismeretes vált, a félvezetődióda. Ez az időközben elfeledett galenitkristályos ósdióda az első tranzisztor megjelenésének köszönhetette újra felszínre kerülését. Ettől kezdve azonban egyre megbízhatóbb és sokoldalubb változataiban napjaink nélkülözhetetlen elektronikai alkatrészévé vált. Mivel a találmány térelektromos félvezetők működési elve erre a több évtizede ismert félvezetőalapú egyenirányító elemre, és annak egy technológiailag tökéletesített változatára az Esaki-diódára épül, ezért tekintjük át előbb az Esaki-diódák működési mechanizmusát.

Az Esaki-diódákban és ezáltal a találmány térelektromos félvezetőkben lejátszódó folyamatok könnyebb megértése érdekében vizsgálatainkat kezdjük a legegyszerűbb félvezetőalapú egyen-

irányító elemmel, a hagyományos kétrétegű egyenirányító diódával. A két eltérő vezetési típusú félvezetőrétetet tartalmazó hagyományos diódák 1/a ábrán látható feszültségmentes állapotában, a két félvezetőrétetben uralkodó koncentrációkülönbség a határrétegen keresztül egy kölcsönös kiegyenlítő folyamatot indít el, melynek hatására a határréteg elektromos semlegessége megszűnik, " p " oldala negatív " n " oldala pedig pozitív potenciálra kerül. A határréteg vagy átmeneti réteg két szélén ily módon kialakuló töltéshordozókra azonban nemcsak az ellentétes töltésű többségi töltéshordozók gyakorolnak szívóhatást, hanem a határréteg töltései között is létrejön egy elektromos erőter, mely megakadályozza a két réteg ellentétes töltéshordozóinak egymásba való korlátlan átdiffundálódását. Így a diffúziós folyamat önmagát korlátozza, és végül egyensúlyi állapot jön létre a két réteg többségi töltéshordozói között, miközben a határrétegben az elektromos erőter hatására kialakul a diffúziós feszültség. A határrétegen kívüli területek viszont a koncentrációkiegyenlítődés következtében elektromosan semleges állapotba kerülnek. Amennyiben a két réteg kisebbségi és többségi töltéshordozóinak a koncentrációkülönbség^e megegyezik, a határrétegben szimmetrikus diffúzió alakul ki, vagyis az átmeneti réteg egyenlő arányban oszlik meg a két eltérő töltésű, de egyenlő koncentrációsintű félvezetőrétet között. Eltérő koncentrációsint esetén, tehát amikor az egyik réteg kisebbségi és többségi töltéshordozóinak a koncentrációkülönbsége alacsonyabb, a határrétegben eltolódott, aszimmetrikus diffúzió jön létre, amely azt jelenti, hogy a határréteg oly mértékben tolódik át az alacsonyabb koncentrációsintű rétegbe, amilyen mértékű az eltérés a két réteg koncentrációsintje között. Két félvezetőrétet közötti spontán diffúziós feszültség alakulását azonban nemcsak a félvezetőrétetek relatív egymáshoz viszonyított koncentrációsintje, hanem a félvezetőrétetek abszolút koncentrációsintje, tehát

mindkét félvezetőrételen belül a kisebbségi és többségi töltéshordozók egymáshoz viszonyított aránya is erősen befolyásolja. Minél nagyobb a két félvezetőrétég szennyezettsége, annál keskenyebb lesz a határrétég kétoldali töltéstartománya, és annál nagyobb lesz mindkét réteg szomszédos rétegben létrehozott diffúziós feszültséglépcsőjének az amplitúdója.

Kapcsoljunk most a két félvezetőrétégre külső nyitóirányú feszültséget / 1/b ábra /. Az előzőekben láttuk, hogy nyugalmi állapotban a határrétég két szélén a kölcsönös diffúzió következtében egy belső visszahúzóerő, elektromos ellen-erő uralkodik, mely megakadályozza a két réteg többségi töltéshordozóinak korlátlan egymásba diffundálását. Külső feszültség hatására ennek az ellenerőnek kell leépülnie ahhoz, hogy meginduljon a nyitóirányú diódaáram. A külső feszültségnek tehát a határrétég kétoldali töltéstartományára olyan nyomóerőt kell gyakorolnia, amely legyőzi a közöttük lévő visszahúzóerőt, s akadálytalanul engedi továbbhaladni, ismét egymásba diffundálni a két réteg többségi töltéshordozóit. A határrétég kétoldali töltéstartománya közötti visszahúzóerő minden esetben arányos a határrétég mentén kialakult kétoldali potenciállépcsővel. Ahhoz, hogy valamelyik réteg többségi töltéshordozói a határrétég ellentétes oldalán továbbhaladhassanak, és ezzel rekombinálni tudjanak a szomszédos réteg többségi töltéshordozóival, a saját rétegükbe eső potenciállépcsőnek megfelelő energiát kell kifejteniük. Szimmetrikus átmenet esetén ez az energiaszükséglet mindkét oldalon azonos, így a rekombináció, a töltéshordozók egymásba diffundálása kiegyensúlyozottan megy végbe. Aszimmetrikus átmeneteknél viszont az erősen szennyezett réteg többségi töltéshordozóinak a gyengén szennyezett réteg többségi töltéshordozóihoz viszonyítva lényegesen kisebb energiát kell kifejteniük ahhoz, hogy továbbhaladhassanak a szomszédos réteg felé.

Helyezzük most a kétrétegű egyenirányító diódát záróirányu feszültség alá. Mint az 1/c ábrán is látható a diódán belül a záróirányu igénybevétel a határréteg két szélén elhelyezkedő átmeneti réteg fokozatos kiszélesedésében nyilvánul meg. Ez a jelenség azonban úgy is felfogható, hogy a határrétegben uralkodó spontán diffúziós feszültség, vagy nyugalmi potenciálját a feszültségmentes állapothoz viszonyítva lényegesen megnő. Ez a megnövekedett diffúziós erőter a többségi töltéshordozók áramlása ellen hat. A külső záróirányu feszültség növekedésével azonban csak a többségi töltéshordozók áramlása válik lehetetlenné, a kisebbségi töltéshordozókra nézve ez a megnövekedett potenciálját nem jelent akadályt. A kisebbségi töltéshordozók a számukra nyitóirányu igénybevételnek számító külső zárófeszültség hatására szabadon megindulnak a két félvezetőréteg között, s a határréteget átlépve ugynevezett visszáramot hoznak létre a diódában. A külső feszültség növekedésével ez a többségi töltéshordozóáramláshoz viszonyítva kis értékű visszáram egyre nő, és fokozatos növekedésével egy sajátos jelenséget hoz létre a félvezetőelemben. Ez a jelenség a záróirányu átütés jelensége, mely azáltal jön létre, hogy a külső feszültség hatására egyre növekvő visszáram az ütközési ionizáció folytán a határrétegben levő atomok elektronkötésait megbontja. Az így keletkezett szabad töltéshordozók multiplikáció folytán gyors lavinaszerű folyamatot indítanak el a diódában, mely végül a két eltérő vezetési típusú réteg egybeolvadását és ezzel a dióda hőátütését eredményezi. Ezt a folyamatot gyorsítja még a téremisszió jelensége is, mely szintén a határréteg kristályrácsaiban kötött állapotban levő atomok legkülső elektronhéjára hat gerjesztőleg, tehát a külső záróirányu feszültség növekedésével egyre növekvő elektromos erőter segítségével próbál a határrétegben szabad töltéshordozókat kolteni. A záróirányu viszonyok kialakulását azonban a nyitóirányu igénybevételhez hasonlóan nemcsak a külső feszültség értéke szabja meg, hanem a két réteg kisebbségi és többségi töltéshordozóinak az egymáshoz viszo-

nyitott relativ és abszolút koncentrációsintje is. Minél erősebb a félvezetőrétegek dotálása, annál erősebb lesz a téremissziós hatás, annál erősebb záróirányu elektromos erőter jön létre a dióda határrétegében. Ez a gyakorlatban úgy nyilvánul meg, hogy erősen dotált félvezetőelem esetén a záróirányu átütés jelensége már jóval kisebb feszültségen bekövetkezik. Aszimmetrikus diódáknál a lavinafolyamat elindítását mindig az erősebben szennyezett réteg végzi, a határréteg thermikus megbontásához ugyanis nem szükséges kétoldali erőhatás, a lavinafolyamatot az egyik határrétegre gyakorolt erőtere is el tudja indítani. A későbbiek folyamán, mind a relativ, mind az abszolút koncentrációsintnek meghatározó szerepe lesz a térelektromos félvezetők működési mechanizmusában.

A gyakorlati felhasználás során az előzőekben vázolt tartós záróirányu igénybevétel a diódás egyenirányító egységekben viszonylag ritkán fordul elő. Sokkal gyakoribb veszélyt jelent azonban, főleg váltakozóáramu hálózatokban a tranziens feszültségcsúcsok kialakulása. Mind a germánium, mind a szilícium alapanyagu diódák rendkívül érzékenyen reagálnak ezekre a záróirányu feszültségcsúcsokra, ugyanis ezek a nagyfeszültségű tranziensek az előzőekhez hasonló módon megrongálják, szétroncsolják a félvezetők közötti átmeneti réteget.

A hagyományos kétrétegű diódákban lejátszódó folyamatokból kiindulva térjünk most át az Esaki-diódák működési mechanizmusára. Mint a 2/a ábrán is látható nyugalmi állapotban az Esaki-diódában is ugyanugy létrejön a spontán diffúziós feszültség, mint a hagyományos egyenirányító diódákban. Kapcsoljunk most az Esaki-diódára külső nyitóirányu feszültséget, és az ezután végbemenő folyamatok könnyebb végigkísérhetősége érdekében nagyítsuk ki az átmeneti réteget. / 2/b ábra /. Az Esaki-diódák mindkét rétegére jellemző erős dotációs szint miatt a jelen esetben a külső nyitóirá-

nyu feszültség a két réteg között egy speciális, a hagyományos diódáktól merőben eltérő folyamatot indít el / 2/c ábra /. Ez a sajátos fizikai jelenség szoros összefüggésben van az alkalmazott külső feszültség nagyságával, a külső feszültségtartomány csak egy meghatározott intervallumában jön létre. Esaki-diódák esetén ez a feszültségintervallum az üzemi feszültségtartomány kezdetére egy néhány tized voltos intervallumra tevődik. / 3/a ábra 1-es, 2-es szakasz /.

A jelenség magyarázata a két réteg erős dotációs szintjében keresendő. A ^{tvz}külső nyitóirányu feszültség fokozatos növelésével a néhány ^{tvz}voltos feszültség még nem képes akkora energiát kifejteni, hogy elindítsa a nyitóhatást. Ezáltal a kis feszültség által a két rétegbe emittált töltéshordozók elektrosztatikus taszítóereje még nem elegendő ahhoz, hogy a határréteg töltései közötti diffúziós összetartó erőt semlegesítse, a szemközti réteg határrétegének töltéshordozóit továbbnyomja, és ezzel létrehozza a nyitóirányu diódaáramot. A néhány tized voltos feszültség szintjén a két rétegbe kényszerített töltéshordozók energiája viszont már elegendő ahhoz, hogy a saját rétegükbe eső határréteg töltéshordozóira szívóerőt gyakoroljanak, és a határréteg két szélén egy sajátos töltéshordozóáramlást indítsanak el. Mint a 2/c ábrán is látható ez a folyamat az Esaki-dióda két rétegében egy látszólagos rétegmegosztást hoz létre, mind az " n " mind a " p "-félvezetőrétgen belül kialakul egy negatív és egy pozitív töltéshordozókban gazdag mező. A két szélső töltéshordozómező úgy viselkedik mintha a két belső réteg csatlakozó fémfegyverzete lenne és a két belső mezőre a továbbiakban olyan hatást gyakorol, mintha a diódát záróirányu feszültségre kapcsoltuk volna. Ezt a hatást elősegíti még a két szélső töltéshordozómező és a dióda valódi fém fegyverzete között fennálló nyitóirányu kontaktpotenciál is.

A fém- félvezető nyitóirányu átmeneteknek ugyanis az a jellegzetessége, hogy a töltéshordozóáramlás csak egyirányban, a fém fegyverzetből a félvezetőréteg felé megy végbe. Ez a sűrűségkiegyenlítődésen alapuló folyamat azután valóban olymértékben feldusítja a két külső félvezetőréteget, hogy azok úgy viselkednek, mintha fém fegyverzetek lennének.

Ettől kezdve válik ketté a hagyományos diódák és az Esaki-diódák működési mechanizmusa. Az előzőekben láttuk, hogy a záróirányu feszültségre kapcsolt kétrétegű diódák átütési feszültségét, vagyis azt a feszültségszintet, ahol a lavinahatás megindul a két félvezetőréteg szennyezettsége szabja meg. Minél nagyobb a félvezetőrétegek dotálása, annál kisebb feszültségen következik be a lavinahatás. Az Esaki-diódák mindkét rétegének dotációs szintje viszont igen magas, így ennek tulajdonítható, hogy az üzemi feszültségtartomány kezdetén keletkező speciális áram nem a nyitóhatás eredménye, hanem a két belső réteg között a félvezetőrétegek igen alacsony átütési feszültsége következtében fellépő lavinahatás következménye. Hagományos kétrétegű egyenirányító diódákban tehát nulla feszültség környékén azért nem jön létre ez a speciális jelenség, mert a hagyományos diódák dotációs szintje az alkalmazástechnika szempontjából kívánatos magas záróirányu feszültségtűrés miatt viszonylag alacsony. Így a hagyományos egyenirányító diódák jelleggörbéjének kezdeti szakaszán nem képes kialakulni az Esaki-diódákra jellemző belső lavinahatás, ennél fogva ezek a típusú diódák a néhány tízed volt felett fellépő nyitóhatás következtében képesek csak diódaáramot létrehozni. Az Esaki-diódáknak ezt a sajátos nulla voltról meginduló diódaáramát a 3/a ábrán látható nyitóirányu karakterisztika 1-es szakasza testesíti meg.

Az 1-es és 3-as szakasz között a jelleggörbén egy nagyon érdekes változást figyelhetünk meg, amely az Esaki-diódáknak még egy rendkívül értékes tulajdonságot kölcsönöz. Alap-

jában véve a jelleggörbének ez a 2-es számú szakaszban megnyilvánuló változása semmi más, mint a nyitóirányu hatás megindulása a diódában. A külső feszültség növekedésével ugyanis a félvezetőrétegekbe beáramló töltéshordozók már rendelkeznek akkora energiával, hogy a szemközti réteg határrétegében lévő töltéshordozókat továbbnyomják, semlegesítsék a határréteg két szélén felhalmozódott töltéshordozók közötti belső összetartó erőt. A külső feszültség által a félvezetőrétegekbe emittált töltéshordozók taszító ereje, vagy nyitóirányu elektromos ereje, és a belső záróirányu elektromos erőter ellentétes irányu. Ahhoz tehát, hogy a két réteg között a nyitóhatás megindulhasson a nyitóirányu elektromos erőnek le kell előbb győznie a két belső rétegben uralkodó ellenkező irányu elektromos erőteret. A két erő egymásra hatásának tulajdonítható az Esaki-diódák 2-es számú szakaszban megnyilvánuló különös tulajdonsága, mely mindaddig fennmarad, amíg a nyitóirányu elektromos erőter a félvezetőelemen belül nem képes akadálytalanul kifejteni hatását. Az alkalmazástechnika szempontjából ez a növekvő feszültség hatására csökkenő diódaáramot eredményező negatív belső ellenállású szakasz teszi az Esaki-diódákat a többi félvezetőelemmel szemben oly értékes áramköri elemmé. A külső feszültség tovább növelésével ennek a különleges félvezetőelemnek a munkapontja végleg átkerül a 3-as szakaszba, és a továbbiakban úgy viselkedik mint bármely más egyenirányító dióda.

Fordítsuk most meg az Esaki-diódára kapcsolt feszültség polaritását / 4/a ábra/. Mint a bevezetőben is láttuk záróirányu igénybevétel esetén a lavinaszerű töltéshordozóáramlás annál kisebb feszültségen indul meg, minél nagyobb a félvezetőrétegek abszolút koncentrációsintje, vagyis az egyes rétegek kisebbségi és többségi töltéshordozóinak saját rétegen belüli aránya. Mivel az Esaki-diódák dotációsintje igen magas, ezért a záróirányu feszültség hatására gyakorlatilag már nulla volton megkezdődik az igen intenzív záró-

irányu töltéshordozóáramlás. A külső feszültség növelésével ez a hatás csak fokozódik, mindaddig, amíg az egyre szaporodó töltéshordozók hőátütés következtében tönkre nem teszik az átmeneti réteget. A 3/b ábrán látható záróirányu jelleggörbe végigkövetésekor azonban rögtön feltűnik, hogy a hagyományos diódáktól eltérően a lavinahatás nem lineárisan megy végbe, a görbe elején ugyanis egy jellegzetes az Esaki-diódák nyitóirányú jelleggörbéjének kezdetére emlékeztető negatív ellenállású szakasz látható. A két jelleggörbe csupán a második és harmadik szakasz közötti minimumpont helyzetében különbözik egymástól. A záróirányban alkalmazott Esaki-diódákban ugyanis az 1-es szakasszal jellemezhető kezdeti áram lavinaárammá sokszorozódása előtt egy olyan mélypont következik be, ahol a diódáárama csaknem nullára csökken. Amennyiben a karakterisztikából csak az 1-es és 2-es szakaszt használjuk ki, és gondoskodunk róla, hogy a dióda munkapontja ne kerülhessen át a 3-as szakaszba, akkor egy olyan különleges félvezetőelemhez jutunk, mely rendkívül kicsi zsilipfeszültségével tűnik ki a többi egyenirányító elem közül. Az origóból kiinduló nyitóirányú jelleggörbe zárószakaszát az előbbi technikai feltételek betartása esetén a 3-as szakasz kezdete látja el. A záróirányban igénybevetett Esaki-diódáknak az 1-es és 2-es szakaszban megnyilvánuló ritka fizikai adottsága, főleg a műszertechnika és a nagyfrekvenciás áramkörök területén oly pótolhatatlan tulajdonságnak bizonyult, hogy külön nevet is kapott. Az Esaki-diódának ezt az üzemmódját backward-diódának nevezzük.

Visszatérve a 4/a ábrához vizsgáljuk meg, hogy a backward-diódák speciális karakterisztikája hogyan alakul ki. Az előzőekben megállapítottuk, hogy a két réteg erős dotációs szintje miatt a lavinaletörés jelenségének már nulla voltan meg kell indulnia. Az egyes rétegek abszolút koncentrációsintjének igen magas értéke azonban kissé módosítja

ezt a törvény szerűséget. A külső feszültség fokozatos növelésekor a néhány tizedvoltos feszültség szint az erős dotáció miatt az Esaki-diódákhoz hasonlóan a backward-diódák "n" és "p" rétege között sem képes ugrásszerű változásokat létrehozni. A nulla volt körüli feszültség szint ugyanis még nem képes akkora energiát kifejteni, hogy a határréteg igen magas diffúziós feszültség lépcsőt alkotó töltéshordozói között uralkodó erős összetartó erőt megszüntesse, vagyis a szomszédos rétegekbe áttolódott töltéshordozókat a kiindulási rétegbe visszaszívja. Így alacsony feszültségen az a sajátos helyzet áll elő, hogy a külső feszültségnek nem kell ütközéses ionizáció, vagy téremisszió segítségével az átmeneti rétegben szabad töltéshordozókat kelteni, az erős összetartó erő következtében ugyanis a töltéshordozók ott vannak az átmeneti rétegben és igen nagy számban állnak rendelkezésre ahhoz, hogy a kezdeti diódaáramot megindítsák. A külső feszültség növelésével egyre erősebbé válik a csatlakozó fémfegyverzetek határrétegre gyakorolt elszívó hatása, egyre közelebb kerülnek a határréteg másik rétegbe áttolódott töltéshordozói a kiindulási réteghez, mely által a határréteg kétoldali töltéstartománya fokozatosan lekeskenyedik. A határréteg lekeskenyedésének a kezdete egybe esik a jelleggörbe 2-es negatív szakaszának kezdetével, és az Esaki-diódákhoz hasonlóan az jellemző erre a szakaszra, hogy a külső feszültség növekedésével fokozatosan csökken a diódaáram. A backward-diódák esetén tehát ennek a jelenségnek a közvetlen oka a határréteg töltéstartományának fokozatos lekeskenyedése. A határréteg lekeskenyedésével ugyanis arányosan csökken a kezdeti diódaáramot fenntartó töltéshordozók száma. Amint a külső feszültségnek sikerül a határréteget teljesen szétválasztani, tehát a határréteg töltéshordozóit a kiindulási rétegbe visszaszívni, a diódaáram megszűnik / 2-3 átmeneti szakasz/. A diódaáramnak ez a nullára csökkenése azonban csak egy pillanatig tart, mivel az erős koncentrációs szintek miatt azonnal működésbe lép az ütközéses ionizáció, s a téremisszió jelensége, és a diódaáram ismét elkezdi növekedni / 3-as szakasz/.

A határréteg kettéválása után keletkező töltéshordozók számát a továbbiakban már csak a félvezetőelemmel sorbakötött terhelő-ellenállás korlátozza.

A határréteg töltéshordozóira gyakorolt belső összetartó, és külső szívóerő 2-es száma szakaszra tehető együttes hatásaként a backward diódákban is fellép az Esaki-diódákra jellemző negatív belső ellenállás. A negatív belső ellenállást megtestesítő szakaszon keletkező töltéshordozókat azonban nemcsak az különbözteti meg a más szakaszon keletkező töltéshordozóktól, hogy a feszültség emelkedésével fokozatosan csökken a mennyiségük, hanem ezen túlmenően még egy rendkívül érdekes tulajdonsággal is rendelkeznek. A negatív ellenállású szakaszon keletkező töltéshordozók áramlási sebessége a kettős erőhatás következtében igen nagy. A külső feszültség ugyanis nemcsak a fém fegyverzethez csatlakozó félvezetőrétegek többségi töltéshordozóira gyakorol szívóhatást, hanem a diffúzió folytán a szemközti rétegből áttolódott töltéshordozókra is erőhatást gyakorol. A külső feszültség tehát ezen a szakaszon az ugyanazon típusú töltéshordozókra egyszerre fejt ki szívó és nyomóerőt is, és ez az intenzív kétoldali erőhatás oly nagymértékben felgyorsítja a töltéshordozók mozgását, hogy azok közel a fénysebességével áramlanak át a félvezetőelemen. Nagymértékben leszűkíti azonban a backward-diódák alkalmazási területét az a hátrányos tulajdonságuk, hogy az egyenirányító hatás csak néhány tized voltos tartományban képes érvényesülni, nagyobb üzemi feszültség alkalmazása esetén az exponenciálisan növekvő lavinaáram menthetetlenül tönkreteszi a félvezetőelemet.

Továbbra is megtartva a backward-diódák előnyeit tulajdonképpen ezt a hátrányt küszöböli ki a találmány térelektromos dióda. Mint a 4/b ábrán is látható a találmány térelektromos dióda nem más mint egy olyan backward-dióda, mely ki lett egészítve egy nagy átütési feszültségű félvezető réteggel. / P_1 réteg/. Változatlan polaritás esetén a térelektromos

dióda $n-p_2$ rétegei között ugyanugy létrejön az alacsony zsilipfeszültségű kezdeti töltéshordozóáramlás mint a backward-diódában. A p_1 réteg a rá csatlakozó fém fegyverzettel ugyanis egy nyitóirányú kontaktust alkot így alapjában véve nem módosítja az $n-p_2$ rétegek között végbemenő folyamatokat. A nyitóirányú fém-félvezető átmenetekben mint az előzőekben is láttuk csak sűrűségkiegyenlítő töltéshordozóáramlás lép fel, melynek a végeredménye a félvezetőréteg olymértékű feldusulása, hogy a továbbiakban a fém fegyverzethez hasonló módon fejti ki hatását. Csökkentsük most az "n" réteg szennyezettségét mindaddig, amíg el nem érjük a p_1 réteg koncentrációsintjét. A térelektromos dióda ezután is megtartja alacsony zsilipfeszültségét a változás csak annyi, hogy a diódaáram most nem kölcsönös, hanem aszimmetrikus erőhatás következtében jön létre. Korábban a hagyományos diódák működési mechanizmusánál már megállapítottuk, hogy a lavinaáram szempontjából nincs meghatározó szerepe a gerjesztő erő irányának, annak, hogy az őt létrehozó folyamatot kétoldali vagy aszimmetrikus elektromos erőter indította-e el.

Helyezzük most a térelektromos diódát fordított polaritással az áramkörbe / 4/c ábra /. A kétrétegű diódákhoz hasonlóan ebben az üzemmódban a találmány térelektromos diódának is záróhatást kell kifejtienie. Az egyes rétegek töltéseloszlását vizsgálva azonban semmi különbséget nem látunk az előző nyitóirányú áramlási viszonyokhoz képest. Megfelelő térerősség esetén a töltéshordozóáramlás ebben az összeállításban is ugyanugy, ugyanolyan irányban megy végbe, mint az előző nyitóirányú üzemmódban. A különbség csak annyi, hogy amíg az előző esetben már egy igen kis külső feszültség által létrehozott térerősség is elegendő volt ahhoz, hogy létrejöjjön a lavinahatás, ebben az üzemmódban a p_1 réteg alacsony koncentrációsintje miatt csak igen nagy külső feszültség képes megindítani a diódaáramot. A találmány térelektromos, vagy háromrétegű diódában a záróhatás tehát látszólagos for-

mában jön létre, a záróhatás tulajdonképpen nem más, mint a p_1 réteg koncentrációsintjével arányban álló nyitóhatás. Minél alacsonyabb a p_1 réteg szennyezettsége annál nagyobb feszültségen indul meg a diódaáram, tehát annál nagyobb lesz a háromrétegű dióda záróirányu feszültségtűrése. Mindezek alapján megállapítható, hogy a térelektromos dióda a hagyományos kétrétegű diódákhoz viszonyítva olyan egyenirányító elemnek tekinthető, amely fizikailag csak záróirányu vezetésre képes, az egyik irányban nagyon kicsi a letörési feszültsége, a másik irányban pedig nagyon nagy. Az előzőekben a középső " n " réteg szennyezettségének csökkentésére azért volt szükség, hogy a térelektromos dióda fordított igénybevétele esetén az " n " réteg erős szennyezettsége az $n-p_1$ rétegszerkezetet ne tegye aszimmetrikussá, ez ugyanis lehetetlenné tenné a záróhatás kialakulását. A térelektromos dióda technológiai kialakításánál tehát a középső réteg a legkevésbé szennyezett réteg, a két szélső réteg szennyezettségi fokát pedig a kívánt nyitó és záróirányu zsilipfeszültség szabja meg.

A további vizsgálatok megkönnyítése érdekében térjünk most ismét vissza a hagyományos kétrétegű diódák záróirányu igénybevételehez. Mint az 1/c ábrán láttuk, a kétrétegű diódában a záróirányu letörés jelensége szimmetrikus erőhatás eredménye, mindkét fém fegyverzet azonos feltételek között, azonos erővel hat az átmeneti rétegre. Az eredmény mint ismeretes egy exponenciális jelleggörbe, mely azt jelenti, hogy a külső feszültség növekedését az áram nem lineárisan követi, hanem exponenciálisan. Az áram és feszültség közötti exponenciális összefüggés a hagyományos kétrétegű diódákra nézve nemcsak egy esetleges tartós túlfeszültség, hanem már egy-egy transzients feszültségcsucs esetén is igen veszélyes lehet.

Nézzük most meg, hogy hasonló körülmények között hogyan viselkedik a találmány térelektromos dióda. Mind a 4/b mind a 4/c ábrára tekintve azonnal megállapítható, hogy a háromrétegű dióda kontaktusviszonyai nem azonosak sem a hagyományos

diódák, sem a backward-diódák egyes rétegeinek határfelületén kialakuló viszonyokkal. Amíg a hagyományos diódák határrétegében lejátszódó záróirányú letörési folyamatot a két külső fém fegyverzet közvetlenül befolyásolja, addig a térelektromos dióda lavinaáramának kialakításában csak egy fém fegyverzet vesz részt, a másik kontaktus szerepét egy erősen feldusult félvezetőréteg látja el. Ez a bal oldali sűrűségkiegyenlítődés következtében feldusult félvezetőréteg funkcionálisan tökéletesen ellátja ugyan a fém fegyverzet szerepét, de eltérő alapanyagánál fogva egy tulajdonságában nem képes helyettesíteni a fémet. A záróirányú fém- félvezető kontaktusoknak ugyanis meg van az az előnyük a szintén kölcsönös diffúzióan alapuló félvezető- félvezetőátmenetekkel szemben, hogy veszteségmentesek. A jobb oldali fém- félvezető kontaktuson létrejön ugyan a záróirányú potenciállépcső, ez a potenciálgát azonban nem okoz veszteségeket, a külső feszültség veszteség nélkül képes kifejteni hatását az átmeneti rétegre. A bal oldali félvezetőréteg és a középső réteg érintkezési felületén kialakuló szintén záróirányú feszültséglépcső viszont nem veszteségmentes, mivel a záróirányú kontaktust alkotó rétegek azonos kiindulási anyaguak, mindkettő félvezető alapanyaga. Az előzőekben a kétrétegű aszimmetrikus diódák áramlási viszonyainál láttuk, hogy a lavinahatás megindításához nincs szükség kétoldali erőhatásra, elég ha csak az egyik fegyverzet fejti ki veszteségmentesen, igen nagy hatásfokkal ionizáló hatását az átmeneti rétegre. A másik kontaktuson keletkező esetleges feszültségvesztesség nem befolyásolja tehát a töltéshordozóáramlás kezdetét, erősen befolyásolja viszont a lavinahatás intenzitását, a keletkező töltéshordozók számát. A térelektromos diódák bal oldali záróirányú feszültséglépcsőt alkotó félvezető-félvezető kontaktusának szintén nincs meghatározó szerepe a töltéshordozóáramlás megindításában, de mivel a töltéshordozóknak ahhoz, hogy diódaáramot alkossanak, az egész félvezetőelemen át kell haladniuk, ezért kénytelenek megküzdeni a bal oldali záróirányú potenciálgát fékező erejével. Emiatt a fékező erő miatt a térelektromos diódában a lavinahatás a hagyó-

mányos diódákhoz viszonyítva mindig mérsékelten jön létre. A bal oldali félvezető- félvezető kontaktusnak ez a mérsékelő hatása végül is a térelektromos diódáknak nem exponenciális, hanem egy ideális mindkét üzemmódban lineáris jelleggörbét kölcsönöz / 3/c ábra/A térelektromos diódák lineáris karakterisztikája a hagyományos félvezetőelemekkel szemben nemcsak az áramköri felhasználás során jelent pótolhatatlan előnyt, hanem egyben azt is jelenti, hogy a lineáris reakció következtében ezek a típusú félvezetőelemek jóval érzéketlenebbek a tranziens túlfeszültségekkel szemben.

Az eddigiek alapján átfogó következtetésként megállapítható, hogy a térelektromos diódák, és a későbbiekben a térelektromos diódákra ráépülő további térelektromos félvezetők működési mechanizmusát a hagyományos félvezetőelemektől eltérően a külső tényezők nem kizárólagosan irányítják, a térelektromos félvezetőelemeken belül a töltéshordozóáramlást alapvetően az egyes rétegek közötti térelektromos erőviszonyok határozzák meg. Mivel a térelektromos erőviszonyok csak módosítják a térelektromos félvezetőelemek különböző üzemmódjaiban fellépő töltéshordozóáramlást, tehát a hagyományos félvezetőelemekkel szemben a rajtuk átfolyó áramot egyik irányban sem teszik más jellegűvé, ezért a hagyományos félvezetőelemek jelölésmódjai a jelen esetben nem alkalmazhatók. Például a térelektromos diódának mint az előzőekben is megállapítottuk, nincs hagyományos alapon vett nyitó és záróirányú töltéshordozóáramlása, a térelektromos diódában a diódaáram mindkét üzemmódban azonos módon, záróirányú letörés formájában keletkezik. Az, hogy a térelektromos dióda milyen üzemmódban kezd el dolgozni, kizárólag attól függ, hogy a külső feszültség által a félvezetőelembe emittált töltéshordozókkal az alacsony, vagy a magas átütési feszültségű réteget árasztjuk-e el először. Miután a térelektromos dióda a hagyományos egyenirányító diódákat kívánja helyettesíteni, ezért a jelölés módját úgy célszerű meghatározni, hogy az jól szimbolizálja a diódahatást, az egyenirányító diódák elektromos szelepha-

tását. Az alacsony nyitóirányú küszöbfeszültségben, és a magas záróirányú feszültségtűrésben megnyilvánuló szelephatás a térelektromos dióda esetén akkor jön létre, ha a két szélső réteg közül a nagy átütési feszültségű réteget árasztjuk el töltéshordozókkal, ezért ezt a réteget nevezzük el "injector" rétegnek. A szelephatás során az alacsony átütési feszültségű réteg végzi a rá csatlakozó fémfegyverzet segítségével a töltéshordozóáramlás megindítását, és a töltéshordozók összegyűjtését, ezért ezt a réteget a továbbiakban nevezzük "receptor" rétegnek.

A találmány térelektromos diódák azonban a backward-diódákhoz hasonlóan nemcsak egyenirányításra, hanem negatív belső ellenállás megvalósítására is alkalmasak. Ismerve az aszimmetrikus kétrétegű diódákban uralkodó elektromos erőviszonyokat, ez a tulajdonság a térelektromos félvezetőelemekben első pillanatban megvalósíthatatlannak tűnik. Az aszimmetrikus diódák határrétegében ugyanis mint a bevezetőben is láttuk, a két réteg eltérő szennyezettsége következtében egy eltolódott diffúziós feszültséglépcső alakul ki. Ez azt jelenti, hogy a két réteg egymásba áttolódott töltéshordozói között a határrétegben aszimmetrikus összetartó erő van. Az erősen dotált réteg szomszédos rétegbe áttolódott töltéshordozóinak tovább diffundálását csak a gyengén dotált réteg határrétegbe diffundált töltéshordozóinak a csekély visszatartó ereje akadályozza meg. Ahhoz, hogy a diódaáram akár nyitó, akár záróirányban meginduljon, a külső feszültségnek csak egy igen kis energiát kell kifejtenie, akkora energiát, amellyel semlegesíti a határrétegben az erősen dotált réteg tovább diffundálását megakadályozó igen kis visszahúzó erőt. Záróirányú igénybevétel esetén az a hatás természetesen nem befolyásolja a záróirányú letörési feszültség értékét, ezt a határértéket mint az előzőekben is láttuk, kizárólag az erősebben szennyezett réteg szennyezettségi foka határozza meg. Igen erősen befolyásolja azonban ez

a körülmény a félvezetőelemekben végbemenő nem_lineáris folyamatokat. Akár az Esaki- akár a backward-diódák jelleggörbéinek kezdetén látható nemlineáris szakasz kizárólag annak tulajdonítható, hogy a nulla volt körüli külső feszültség nem képes megbirkózni a határrétegbe diffundált töltéshordozók összetartó erejével. Mivel az aszimmetrikus diódák határrétegében az egyik összetartó erő mint láttuk igen gyenge, ezért bármilyen kis feszültség elegendő ahhoz, hogy ezt az összetartó erőt megszüntesse, tehát az aszimmetrikus diódák karakterisztikáján sem nyitó, sem záróirányban nem alakul ki negatív ellenállású szakasz. A határrétegben uralkodó összetartó erő igen kis feszültséggel való megszüntethetősége a záróirányú letörési feszültséghez hasonlóan az aszimmetrikus diódák nyitóirányú küszöbfeszültségét sem módosítja, ugyanis nyitóirányú diódaáram csak kölcsönös diffúzió formájában jöhet létre. Hiába szünteti meg tehát nyomóerejénél fogva már egy igen kis külső feszültség a határrétegben uralkodó gyengébb összetartó erőt, ettől még nem keletkezik nyitóirányú diódaáram. A külső feszültségnek az erősen dotált réteg szomszédos rétegbe diffundált nagyszámú töltéshordozói által létrehozott záróirányú diffúziós feszültséglépcsőt is le kell győznie ahhoz, hogy kölcsönösen egymásba diffundálhassanak az eltérő jellegű töltéshordozók és ezzel létrejöhessen a nyitóirányú diódaáram.

Miután a 4/b ábrán látható p-típusú térelektromos dióda $n-p_2$ rétegszerkezete tulajdonképpen egy záróirányban alkalmazott aszimmetrikus diódát alkot, ezért első pillanatban az eddig leírtak alapján valóban lehetetlennek tűnik, a negatív belső ellenállás megvalósítása. Ismét végig követve azonban a térelektromos dióda egyes rétegei között uralkodó erőviszonyokat megállapíthatjuk, hogy az $n-p_1$ határrétegben uralkodó záróirányú potenciálját ismét előnyösen fejti ki hatását. A 4/b ábrán feltüntetett feszültségpolaritás mellett a jobb oldali fém fegyverzetre kapcsolt feszültség mint az előzőekben megállapítottuk veszteségmentesen, tehát igen nagy erővel

fejti ki hatását a határréteg töltéshordozóira. A bal oldali fém fegyverzet viszont csak jóval kisebb mértékben képes kifejteni az $n-p_2$ határréteg töltéshordozóira gyakorolt elszívó hatását, mivel energiáját jelentős mértékben csökkenti az $n-p_1$ határrétegben uralkodó záróirányú potenciálját. Mivel a jobb oldali fém fegyverzet éppen a határréteg nagy számú töltéshordozóira fejt ki szívóerőt, a hatásában legyengített bal oldali fém fegyverzet pedig a kis számú negatív töltéshordozókat igyekszik visszaszívni a határrétegből a kiindulási rétegbe, ezért egy olyan sajátos helyzet áll elő, hogy az $n-p_2$ aszimmetrikus dióda határrétegét a külső feszültség kiegyensúlyozottan, közel azonos mértékben veszi igénybe. Az $n-p_1$ rétegek által alkotott félvezető- félvezető kontaktus tehát azáltal, hogy a veszteséget okozó záróirányú feszültséglépcsőjével az $n-p_2$ diódában uralkodó aszimmetrikus erőviszonyokat kiegyenliti, az $n-p_2$ aszimmetrikus diódát látszólagosan szimmetrikussá teszi. A térelektromos diódában az $n-p_1$ félvezető - félvezető átmenet záróirányú kontaktpotenciáljának a kiegyenlítő szerepe azonban nemcsak a negatív belső ellenállás előfeltételeinek a megteremtésére szorítkozik, hanem jellegénél fogva ezt a hatást igen előnyösen módosítja is. Amíg az Esaki, vagy backward diódákban a negatív belső ellenállású szakasz néhány tized voltos feszültségintervallumban lép csak fel, addig a térelektromos félvezetőelemekben az $n-p_1$ kiegyenlítő kontaktpotenciál közreműködésével létrejövő negatív belső ellenállás több voltos intervallumban is érezteti hatását.

Az $n-p_1$ határrétegben fellépő kiegyenlítő potenciállépcső nemcsak a nyitó és záróirányú karakterisztikák linearizálásánál érezteti mérsékelő befolyását, hanem a térelektromos félvezetők negatív belső ellenállású szakaszának megteremtésénél is megnyilvánul fékező hatása. Az injector oldali kiegyenlítő potenciállépcsőnek ez a mérsékelő hatása a jelen esetben a negatív belső ellenállás megteremtésében igen különösen

nyilvánul meg. Normál körülmények között ugyanis a térelektromos félvezetőelemekben nem jelentkezik a negatív belső ellenállású szakasz, a térelektromos félvezetőelemeket kényszeríteni kell arra, hogy átlépjenek a 2-es szakaszba. Az injector oldali kiegyenlítő potenciállépcső ugyanis annyira széthuzza az 1-es és 3-as szakasz közötti negatív belső ellenállású szakaszt, hogy az normál körülmények között nem érzékelhető sem a nyitó, sem a záróirányu karakterisztikán. A külső feszültség növelésével a térelektromos félvezetőelemek mindkét irányu karakterisztikája észrevétlenül lép át az 1-es szakaszból a 3-as szakaszba, a három szakasz teljesen egybeolvad, és mint a 3/c ábrán is látható ideális lineáris jelleggörbét alkot. A térelektromos félvezetőelemnek ez a külső feszültséggel szembeni lineáris viselkedése az alkalmazástechnika szempontjából abban nyilvánul meg, hogy a félvezetőelem a külső feszültségből csak akkora feszültséget vesz magára, mint amekkora feszültség a receptor oldal lavinaletöréséhez szükséges, a többit átadja a terhelőellenállásnak.

Más a helyzet azonban, ha egy adott külső feszültség mellett csökkentjük a terhelőellenállás értékét. A normál állapottól eltérően ebben az esetben lényeges változások mennek végbe a félvezetőelemben. A terhelőellenállás csökkenés által létrehozott hirtelen áramnövekedés arra kényszeríti a térelektromos félvezetőelemet, hogy a kezdeti szakaszból átlépjen a 2-es negatív szakaszba. A negatív differenciális ellenállás viszont fizikailag nemcsak azt jelenti, hogy a külső feszültség növekedésével csökken a félvezetőelemen átfolyó áram, hanem ez a megállapítás fordítva is igaz, ezen a szakaszon az áram növekedésével arányosan csökken a félvezetőelemen lévő feszültség. A terhelőellenállás szempontjából ez azt jelenti, hogy ezen a szakaszon a terhelőáram növekedésekor, mivel a megnövekedett áram átfolyik a félvezetőelemen is, a félvezetőelem a tápfeszültségből egyre kisebb hányadot

vesz magára, és ezáltal egyre nagyobb feszültség kerül a terhelőellenállásra. A térelektromos félvezetők negatív belső ellenállásának ezt a rendkívül érdekes megnyilvánulási formáját a gyakorlat szempontjából igen előnyösen fel lehet használni. Ha például a térelektromos félvezetőelemek egy stabilizálatlan tápegység és a tápegységre kapcsolt terhelőáramkör közé iktatjuk, akkor a terhelőáram növekedésekor a stabilizálatlan táplálás miatt nem esik le a terhelőáramkör feszültsége, mivel a térelektromos félvezetőelem az eredeti maradékfeszültsége és a megnövekedett áram hatására lecsökkent maradékfeszültsége közötti feszültségkülönbséget átadja a terhelőáramkörnek. Amennyiben a stabilizálatlan tápáramforrás adott terhelőáram esetén való feszültségesését, és a térelektromos félvezetőelemben ugyanazon áram hatására keletkező feszültségcsökkenést összehangba hozzuk, akkor a térelektromos félvezetőelem alkalmas arra, hogy egymaga egy egész stabilizáló áramkört helyettesítsen. A térelektromos félvezetőelemek negatív belső ellenállásának sajátos megnyilvánulási formája tehát alkalmas arra, hogy segítségével különböző tápegységekben a kimeneti terhelésváltozások okozta feszültségingadozásokat bonyolult stabilizáló áramkörök nélkül kiegyenlítsük. Mindezek alapján megállapítható, hogy a backward és Esaki-diódákkal szemben a találmány térelektromos félvezetőelemek negatív ellenállású szakasza, nem a külső feszültség és a diódaáram, hanem a külső feszültség és a terhelő ellenállás viszonylatában jön létre. A térelektromos dióda stabilizáló hatását egy vele sorba kapcsolt terhelőellenálláson a 3/d ábra mutatja. A térelektromos félvezetők stabilizáló hatása akkor a legintenzívebb, ha a félvezetőelem munkapontja a negatív szakasz kezdetén van. Minél messzebb kerül a munkapont a negatív szakasz kezdetétől, annál gyengébben jelentkezik a feszültségkiegyenlítő hatás. A bemenő és kimenőfeszültség arányával tehát befolyásolhatjuk a stabilizálás hatásfokát, és ezzel könnyen megvalósíthatjuk egy adott terhelőáramkör bármely tápáramforráshoz való feszültséggenerátoros illesztését.

A térelektromos diódák eddig ismertetett kiviteli alakja, az igen alacsony zsilipfeszültség miatt csak kis feszültségű áramkörökben képes stabilizáló, illesztő feladatot ellátni. A későbbiekben azonban látni fogjuk, hogy az $n-p_2$ átütési feszültség megnövelése esetén nemcsak a térelektromos dióda zsilipfeszültsége nő arányosan, hanem ezzel egyidejűleg megemelkedik és kiszélesedik a 2-es szakasz feszültségtartománya is. A térelektromos félvezetőelemek küszöbfeszültség szintjének a megemelésével bármilyen nagy bemenőfeszültséghez illeszteni tudjuk a félvezetőelemet, a stabilizáló hatást tehát olyan feszültség szinten indítjuk el, amilyen feszültség szinten akarjuk. A stabilizáló szakasz végén a térelektromos félvezetők munkapontja is átkerül a 3-as szakaszba, a negatív ellenállású szakasz alatt keletkezett igen nagy sebességű úgynevezett " forró " elektronáramlás megszűnik és ismét előtérbe kerül a lavinaáram.

Az $n-p_1$ határrétegben uralkodó diffúziós potenciálgaátnak az előzőekben ismertetett jelleggörbe linearizáló, és negatív belső ellenállás megteremtő hatásán kívül van még egy harmadik, nem kevésbé érdekes tulajdonsága is. Ez a tulajdonság a térelektromos félvezetőelemen belül a lavinahatás látszólagos fokozódásában és ezáltal az $n-p_2$ rétegek letörési feszültség szintjének a csökkenésében nyilvánul meg. A jelenség magyarázata szintén a térelektromos erőviszonyokban keresendő. Mint a bevezetőben is láttuk a kétrétegű egyenirányító diódákban a külső záróirányú feszültség fémes kontaktusban van mindkét félvezetőréteggel. Emiatt a hagyományos diódákban a záróirányú viszonyok igen intenzíven alakulnak ki, a külső feszültség az átmeneti réteget teljes egészében kiűriti, mely által a töltéshordozósokszorozódás megindulásáig a kétrétegű diódákban csak az igen kis értékű visszáram folyik. A térelektromos félvezetőelemek átmeneti rétegeire viszont csak az egyik oldalról hat az igen intenzív elszívó erő, a bal oldali fém fegyverzet az $n-p_1$ átmeneten keletkező

feszültségvesztés miatt nem képes maradéktalanul kifejtteni az $n-p_2$ határrétegre elszívó erejét. Az $n-p_1$ határréteg tehát azáltal, hogy nem engedi az $n-p_2$ átmeneti réteget teljes mértékben kiüríteni, erősíti a kisebbségi töltéshordozók által fenntartott visszáram töltéssokszorozó hatását, mely a lavinaletörés idő előtti bekövetkezéséhez vezet. Ez a sajátos az ütközéses ionizációt fokozó jelenség a térelrektromos félvezetőelemekre nézve főleg olyankor jelent előnyt, amikor a p_2 réteg szennyezettségét technológiailag már nem tudjuk tovább növelni.

Alakítsuk most át a 4/b ábrán látható térelrektromos dióda rétegszerkezetét, oly módon, hogy a p_1 réteg szennyezettsége megegyezzen a p_2 réteg szennyezettségi fokával. Ezzel a módszerrel egy olyan szimmetrikus rétegszerkezetű félvezetőelemhez jutottunk, mely a p_1 réteg erős doppingolása következtében elvesztette záróképességét. Az egyenirányító hatás elvesztésével azonban ez a szimmetrikus rétegszerkezetű félvezetőelem nem veszítette el a másik igen fontos adottságát, a stabilizáló tulajdonságát. Mivel a váltakozóáramu igénybevétel minden áramkörü elem számára egy periódikusan változó előjelű feszültség-igénybevételt jelent, ezért ez a záróirány nélküli félvezetőelem ideálisan alkalmas arra, hogy váltakozóáramu áramkörökben ellássa a váltakozó feszültség stabilizálását. Ez a váltakozóáramu térelrektromos diódának is nevezhető szimmetrikus rétegszerkezetű félvezetőelem azonban, speciális kétoldali stabilizáló hatásánál fogva nemcsak váltakozóáramu tápegységekben alkalmazható mint feszültségstabilizáló elem, hanem más új elektronikai feladatok megoldására is alkalmas.

Visszatérve az egyenáramu térelrektromos diódák stabilizáló hatásánál említett megemelt zsilipfeszültségű térelrektromos diódákhoz, ezek a félvezetőelemek nemcsak egyenirányító, és egyben kimeneti feszültségstabilizáló feladatok ellátására képesek bármilyen magas bemenőfeszültségű tápegységekben, hanem különleges feladatok megoldására is alkalmasak.

Az $n-p_2$ rétegek letörési feszültségétől függően a megemelt zsilipfeszültségű egyenáramú térelektromos diódák különböző nyitófeszültségű vágódiódaként, vagy felüláteresztő diódaként is használhatók. Ezt a felüláteresztő üzemmódot mutatja be mellékesen az 5. ábrán látható egyutas egyenirányító kapcsolás is, ahol az alkalmazott térelektromos diódák nyitóirányban egyutas kétütemű egyenirányítást végeznek - a jelen esetben egy transzformátor szimpla szekunder tekercséről szimmetrikus egyenfeszültséget állítanak elő - záróirányban pedig jól szemléltetik a felüláteresztő hatást. / $U_{BE} - U_R$ /

A térelektromos diódák nemcsak " p " hanem " n " típusu változatban is kivitelezhetők, a gyakorlat szempontjából azonban közömbös, hogy melyik típus kerül alkalmazásra. Az n-típusú félvezetőelemekre jellemző egyszerűbb és olcsóbb előállítási technológia viszont az utóbbi változatnak kedvez. Ismerve a pozitív lyukak és a negatív elektronok mozgékonyasága közötti jelentős különbséget, a stabilizáló hatás térelektromos feltételeinek a technológiai megteremtése is jóval könnyebb az n-p-n réteg elrendeződésű félvezetőelemekben, mint a p-típusban. A p-típusú egyenáramú térelektromos dióda réteg-elrendezése és ajánlott szimbólumjelölése a 6/a ábrán, az n-változaté a 6/b ábrán látható. A váltakozó áramú térelektromos diódák technológiai változatai és szimbólumjelölései a 6/c és 6/d ábrákon láthatók. A váltakozó áramú térelektromos diódák kivezetései a szimmetrikus rétegszerkezetből kifolyólag tetszés szerint felcserélhetők, így szimbólumjelölésük-nél polarizációs jelekre nincs szükség.

A találmány térelektromos félvezetők másik nagy csoportja, a térelektromos tranzisztorok különböző változatai. A térelektromos tranzisztor működését tekintve szervesen ráépül a térelektromos diódák működési mechanizmusára, a félvezetőelem áteresztő képességét azonban a jelen esetben már nemcsak a térelektromos erőviszonyok befolyásolják, hanem a tranzisztorhatás is. A térelektromos tranzisztor külső nyitóirányú feszültségre helyezése esetén ugyanugy viselkedik, mint egy

megemelt zsilipfeszültségű egyenáramú térelektromos dióda. Ebben az esetben azonban nemcsak a térelektromos töltéshordozóáramlás kihasználása a célunk, ezért kapcsoljunk a receptor fegyverzet és a középső vezérlő elektróda közé egy külső vezérlőellenállást. / 7/a ábra/. Ekkor a külső vezérlőfeszültség hatására a térelektromos töltéshordozóáramlás mellett a félvezetőelemben létrejön egy tranzisztorhatáson alapuló töltéshordozóáramlás is. A vezérlőfeszültség növelésével arányosan nő az átáramló töltéshordozók száma, a térelektromos tranzisztor vezetőképessége tehát a vezérlőfeszültség arányában megváltozik. Ennek az ismert tranzisztorhatásnak azonban a jelen esetben szűk korlátai vannak, ugyanis a vezérlőelektródára kapcsolt feszültséggel a térelektromos töltéshordozóáramlást csak gyorsítani lehet, lassítani nem. A találmány térelektromos félvezetőelemeiben az erős koncentrációviszonyok ugyanis lehetetlenné teszik a térelektromosan megindult töltéshordozók lefékezését, külső feszültséggel való megállítást. A vezérlőelektróda működési tartományát tehát gyakorlatilag az $n-p_2$ rétegek zsilipfeszültsége határolja be. A külső vezérlőfeszültség a tranzisztorhatás segítségével ezt az $n-p_2$ küszöbfeszültséget csökkenti fokozatosan nullára, és ezáltal éri el az egyre növekvő töltéshordozóáramlást. A vezérlőelektróda tehát a térelektromos tranzisztorban nem tud valódi vezérlési feladatokat ellátni, szerepe csak a nyitóhatásra korlátozódik, a töltéshordozóáramlás lassítását, a félvezetőelem zárásba vezérlését nem képes előidézni. Mivel a vezérlőelektróda a térelektromos tranzisztorok gyakorlati felhasználása során csak egy áramutánpótló, egy árammennyiség növelő szerepet tölt be, ezért az egyértelműség kedvéért a középső réteg elektródáját a továbbiakban nevezzük kiegyenlítő "compensor" fegyverzetnek.

Az inverz irányú igénybevétel a hagyományos tranzisztorokhoz hasonlóan a térelektromos tranzisztorokat sem teszi tönkre. Az injector-receptor elektródák felcserélése esetén

csupán a térelektromos töltéshordozóáramlás áll le, s a továbbiakban a térelektromos tranzisztor a hagyományos bipoláris rétegtranzisztorok normál üzemi viszonyainak megfelelően viselkedik. A 7/b ábrán látható n-típusú térelektromos tranzisztor, az előzőekben tárgyalt p-típusú változatnak minden tekintetben a komplementer párja. Mindkét típusú egyenáramú térelektromos tranzisztor rétegszerkezetét és célszerű szimbólumjelölését a 8/a és 8/b ábrák tartalmazzák.

A váltakozóáramú térelektromos diódák analógiájára, az egyenáramú térelektromos tranzisztorok váltakozóáramú használatra is könnyen alkalmassá tehetők. A 9/a - b - c ábrákon látható összetett rétegszerkezetű váltakozóáramú térelektromos tranzisztor lényegét tekintve nem más, mint két ellenkező irányban vezető egyenáramú térelektromos tranzisztor, egyetlen tokba építve. A " p " az " n " és a komplementer változatok R_{V1} és R_{V2} kompenzáló ellenállásaik segítségével a váltakozó feszültség pozitív és negatív félperiódusait külön-külön szabályozzák, az összegeződés a párhuzamosan kapcsolt fegyverzetekben jön létre. A " p " és " n " típusú összetett rétegszerkezetű váltakozóáramú térelektromos tranzisztorok között a felhasználás szempontjából szintén nincs különbség, a térelektromos diódáknál említett technológia előnyök azonban itt is az n-típusú változatnak kedveznek. A 9/c ábrán látható komplementer változat két résztranzisztorra az előző " p " és " n " változatokkal szemben nem ellenpárhuzamosan kapcsolódik egymással, ezért ajánlott szimbólumjelölésénél az eredeti " i-r " polarizációs jelek megtarthatók. A komplementer változat érdekessége, hogy alkalmazása esetén nincs szükség két különálló szabályozó áramkörre. Ennél a példánynál ugyanis a váltakozó feszültség szabályozása nemcsak a receptor elektródára, vagy az előző változatoknál a W_1 - W_2 munkaelektrodákra kapcsolt R_{V1} és R_{V2} ellenállásokkal, hanem a két vezérlő elektróda közé kötött szimpla szabályozó áramkörrel is megvalósítható. Az egyszerűségeen kívül nagy előnye még ennek a szabályozási módszernek, hogy az előzőekhez viszonyítva jóval kisebb a ve-

zérő energia igénye.

A találmány térelektromos tranzisztor gyakorlati alkalmazására egy lehetséges példát a 10. ábra mutat be. Az áramkör a kimeneti terhelésváltozás okozta feszültség-ingadozások kiegyenlítésén kívül nagy hatásokkal képes a bemenőfeszültség változások kompenzálására is. A $T_1 - Z_1 - R_Z$ szabályozó áramkör a következő ismert elven működik. A bemenőfeszültség csökkenésével a Z_1 diódán arányosan megjelenő kismértékű feszültségcsökkenést, egy a zenerkarakterisztikának megfelelő jóval nagyobb áramcsökkenés követi. Ez az áramcsökkenés az R_Z ellenálláson egy nagy mértékű feszültségesést hoz létre, mely által T_1 tranzisztor bázisa relative magasabb potenciálra kerül. Mivel a térelektromos tranzisztor receptor-compensator kivételével közé kötétt T_1 tranzisztor, az R_V ellenállás szerepét tölti be az áramkörben, ezért a T_1 tranzisztor magasabb bázispotenciál hatására való kinyitását, a térelektromos tranzisztor vezérlő ellenállás csökkenésként észleli. Ennek hatására csökken a "c-r" rétegek maradékfeszültsége, és az eddigi térelektromos töltéshordozóáramlás mellett megindul a hagyományos tranzisztorhatáson alapuló töltéshordozóáramlás is, mely átfolyva az R_t terhelőellenálláson utána pótolja a bemenőfeszültség csökkenés okozta kimenőfeszültség esést. A megfelelő bemenőfeszültség stabilitás biztosítása érdekében az alkalmazott térelektromos tranzisztor compensator - receptor zsilipfeszültségének mindig összhangban kell állnia a várható bemenőfeszültség változás értékével. Ha a "c-r" zsilipfeszültség ennél az értéknél kisebb, akkor az áramkör nem lesz képes a teljes bemenőfeszültség változást kiegyenlíteni, ha viszont a szükségesnél jóval nagyobb értékű, akkor az áramkörben egy jelentős hatásfokcsökkenés jön létre. A stabilizátorban maradó teljesítmény ugyanis a hagyományos szeleptranzisztorokhoz hasonlóan a térelektromos tranzisztorokban is eldisszipálódik. Mivel a stabilizáló áramkörnek nemcsak a bemenőfeszültség csökkenését, hanem a bemenőfeszültség növekedését is ki kell kompenzálnia, ezért a szabályozó áramkör munkapontját egy kis előfeszítéssel a "c - r" zsilipfeszültség középvértékére állítsuk. Az alkalmazott Zener-dióda névleges

feszültsége jó közelítéssel megegyezik ennek a tranzisztor-hatás segítségével kissé megemelt munkaponti feszültségnek a földponthoz viszonyított értékével.

A találmány térelektromos félvezetők előállítása különleges technológiát nem igényel, gyártásuk a jelenleg ismert és használt félvezetőtechnológiával megoldható.

Szabadalmi igénypontok:

- 1./ Térelektromos félvezetők, azzal jellemezve hogy két szélső rétegükben azonos vezetési típusú három rétegből álló kristályszerkezetük van, melyben a töltéshordozóáramlás alapvetően az egyes rétegek között uralkodó térelektromos erőviszonyoknak megfelelően megy végbe.
- 2./ Az 1. igénypontban meghatározott térelektromos félvezetők 6/a ábra szerinti egyenáramú térelektromos dióda alakja, melyre jellemző hogy p-típusú asszimmetrikus rétegszerkezete / 1 / és célszerű szimbólumjelölése / 2 / van.
- 3./ Az 1. igénypontban meghatározott térelektromos félvezetők 6/b ábra szerinti egyenáramú térelektromos dióda alakja, melyre jellemző hogy n-típusú asszimmetrikus rétegszerkezete / 1 / és célszerű szimbólumjelölése / 2 / van.
- 4./ A 2. igénypontban meghatározott egyenáramú térelektromos dióda 6/c ábra szerinti váltakozóáramú térelektromos dióda alakja, melyre jellemző hogy p-típusú szimmetrikus rétegszerkezete / 1 / és célszerű szimbólumjelölése / 2 / van.
- 5./ A 3. igénypontban meghatározott egyenáramú térelektromos dióda 6/d ábra szerinti váltakozóáramú térelektromos dióda alakja, melyre jellemző, hogy n-típusú szimmetrikus rétegszerkezete / 1 / és célszerű szimbólumjelölése / 2 / van.

- 6./ Az 1. igénypontban meghatározott térelektromos félvezetők 8/a ábra szerinti egyenáramu térelektromos tranzisztor alakja, melyre jellemző hogy p-típusú aszimmetrikus rétegszerkezete / 1 / és célszerű szimbólumjelölése / 2 / van.
- 7./ Az 1. igénypontban meghatározott térelektromos félvezetők 8/b ábra szerinti egyenáramu térelektromos tranzisztor alakja, melyre jellemző hogy n-típusú aszimmetrikus rétegszerkezete / 1 / és célszerű szimbólumjelölése / 2 / van.
- 8./ A 6. igénypontban meghatározott egyenáramu térelektromos tranzisztor 9/b ábra szerinti váltakozóáramu térelektromos tranzisztor alakja, melyre jellemző hogy összetett rétegszerkezete / 1 / és célszerű szimbólumjelölése / 2 / van.
- 9./ A 7. igénypontban meghatározott egyenáramu térelektromos tranzisztor 9/b ábra szerinti váltakozóáramu térelektromos tranzisztor alakja, melyre jellemző hogy összetett rétegszerkezete / 1 / és célszerű szimbólumjelölése / 2 / van.
- 10./ A 6-7. igénypontokban meghatározott egyenáramu térelektromos tranzisztorok 9/c ábra szerinti váltakozóáramu térelektromos tranzisztor alakja, melyre jellemző hogy komplementer típusú összetett rétegszerkezete / 1 / és célszerű szimbólumjelölése / 2 / van.


Kun László

K i v o n a t

A találmány térelektromos félvezetők olyan két szélső rétegükben azonos *vezetési típusú* három rétegű félvezetőelemek, melyekben a töltéshordozóáramlás alapvetően az egyes rétegek között uralkodó térelektromos erőviszonyoknak megfelelően megy végbe. Különböző kiviteli alakjaival - egyenáramu térelektromos dióda, váltakozóáramu térelektromos dióda, egyenáramu térelektromos tranzisztor, váltakozóáramu térelektromos tranzisztor - nemcsak hagyományos áramkörü feladatok, hanem új elektronikai problémák is megoldhatók.