

MIKROTALASNE KOMPONENTE

Predmetni asistent:

Tatjana Pešić

kabinet 338

MIKROTALASNE KOMPONENTE

Elektromagnetni talasi sa frekvencijama u opsegu od 1 GHz do 1 THz nazivaju se mikrotalasi. Kao i u slučaju svetlosti, elektroni mogu emitovati ili apsorbovati mikrotalase, onoliko dugo koliko oni dobijaju ili gube energiju emitovanog odnosno apsorbovanog mikrotalasa, respektivno. Energija elektrona koji se kreće konstantnom brzinom se ne menja, te stoga nije moguće da on emituje mikrotalas. Međutim, ukoliko se primeni vremenski promenljivo polje (na primer, sinusoidalno), brzina elektrona se menja i emituje se elektromagnetni talas. Zračenje je jače ukoliko se polje brže menja, odnosno pri višim frekvencijama. Emitovani elektromagnetni talas (radio ili mikrotalas) putuje kroz prostor i može se sakupiti na veoma velikoj udaljenosti inverznim procesom da bi se omogućila pojava električne struje. Ovi efekti omogućavaju bežične komunikacije.

Poluprovodničke komponente koje su razvijene na materijalima u koje prvenstveno spadaju III-V jedinjenja, kao što su GaAs i InP, namenjene su za primene u veoma brzim elektronskim sistemima (zahvaljujući boljim transportnim osobinama III-V jedinjenja u odnosu na silicijum) i u optičkim ili optoelektronskim sistemima (zahvaljujući direktnim zonskim prelazima).

1. Poređenje električnih osobina GaAs i Si

Galijum arsenid (GaAs) je poluprovodničko jedinjenje sastavljeno od elementa galijuma (Ga) iz III i elementa arsena (As) iz V grupe periodnog sistema elemenata. Kao poluprovodničko jedinjenje, GaAs je napravljeno 1929. godine, ali se o njegovim električnim osobinama skoro ništa nije znalo do 1952. godine.

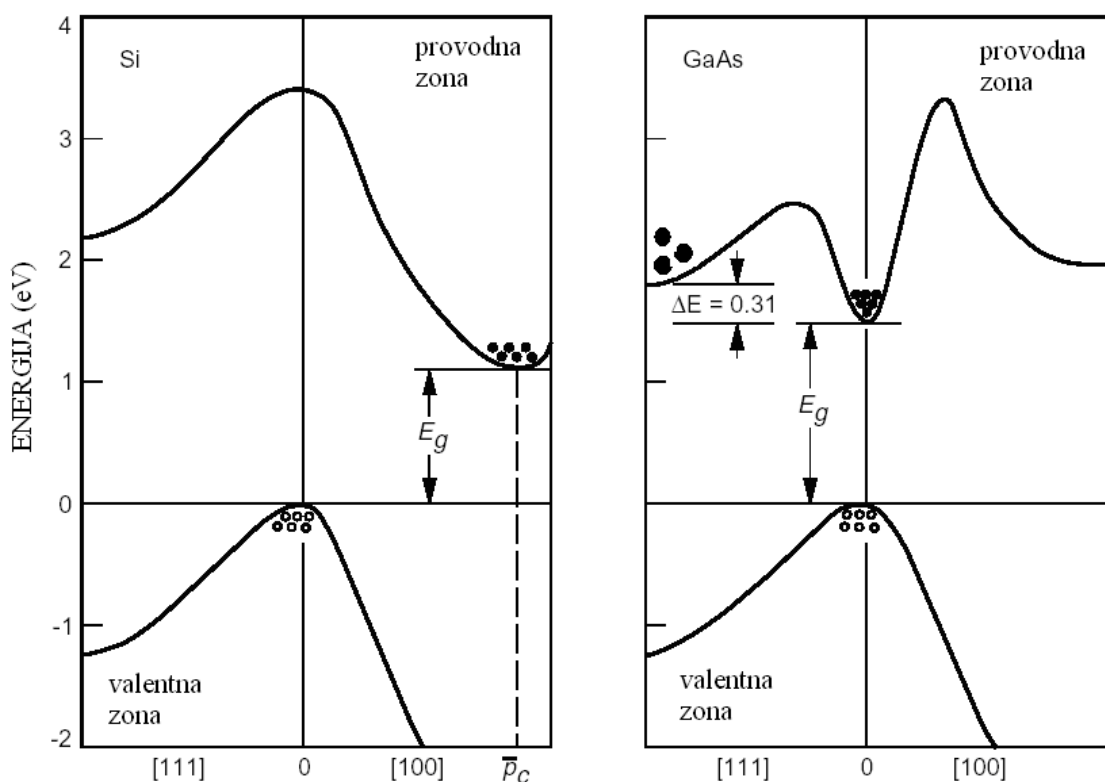
1.1 Struktura energetske zone

Kao rezultat zakona kvantne mehanike, elektroni u izolovanim atomima mogu se naći samo na određenim diskretnim energetske nivoima. Ukoliko ovi izolovani atomi formiraju kristal, onda elektroni nisu ograničeni samo na pojedinačne energetske nivoe, već na ceo opseg energetske vrednosti, odnosno na provodnu i valentnu zonu. Ove dve zone su odvojene energetske procepom ili zabranjenom zonom, veoma važnom karakteristikom svakog poluprovodničkog materijala. Na temperaturi $T = 0K$, svi elektroni se nalaze u valentnoj zoni i poluprovodnik se ponaša kao idealni izolator.

Širina zabranjene zone zavisi od temperature, poluprovodničkog materijala, čistoće materijala i nivoa dopiranja. Na sobnoj temperaturi, širina zabranjene zone za GaAs iznosi $E_g = 1.42eV$, što je značajno više u poređenju sa Si, kod koga je $E_g = 1.12eV$. Ova razlika u širinama zabranjene zone ima za posledicu da se GaAs supstrat može pre tretirati kao izolator nego kao poluprovodnik pri vrlo niskim nivoima dopiranja; tj. niskodopirani visokootporni GaAs se naziva poluizolator. Ovo je vrlo važna prednost GaAs u odnosu na Si, jer su potrebe za specifičnim izolacionim strukturama (inverzno polarisani PN spojevi i oksidi u polju u silicijumskoj tehnologiji) eliminisani. Za formiranje integrisanog kola, komponente su smeštene u jedinstven GaAs poluizolatorski supstrat. Značajna prednost poluizolatorskog supstrata nije samo pojednostavljen tehnološki proces, već značajno poboljšanje visokofrekventnih karakteristika. Visokofrekventni odziv kod silicijumskih

komponentata nije određen samo vremenom protoka struje kroz komponentu, već i vremenom koje je neophodno za punjenje/pražnjenje parazitnih kondenzatora. Parazitni kondenzatori se ne mogu dovesti u vezu samo sa izolacionim PN spojevima već i sa metalnim međuvezama i poluprovodničkim supstratom. Upotreba poluizolatorskog supstrata eliminiše potrebu za izolacionim PN spojevima, drastično smanjujući parazitne kapacitivnosti. Poluizolatorski GaAs supstrat omogućava odgovarajući rad komponente na veoma visokim frekvencijama. Stoga, GaAs komponente i integrisana kola se najčešće koriste za mikrotalasna analogna i visokofrekventna digitalna kola.

Za razliku od silicijuma, GaAs spada u poluprovodnike sa direktnim prelazom (minimum provodne zone nalazi se iznad vrha valentne zone – slika 1). Prelazi između valentne i provodne zone zahtevaju samo promenu energije, ne i promenu momenta. Ova osobina čini GaAs materijalom pogodnim za izradu LED i poluprovodničkih lasera, jer se prilikom prelaska elektrona iz provodne u valentnu zonu emituje foton. Takođe, upadni foton može pobuditi elektron i omogućiti mu prelaz iz valentne u provodnu zonu, što znači da se GaAs koristi kao fotodetektor.



Slika 1. Struktura energetske zone GaAs i Si.

1.2 Pokretljivost elektrona i saturaciona brzina

Pored već navedene, GaAs ima još nekoliko prednosti u odnosu na Si za rad u mikrotalasnom području – veća pokretljivost i driftovska saturaciona brzina nosilaca.

Kada se u poluprovodniku elektron (naelektrisanja q) izloži uticaju električnog polja (E), na njega deluje sila $F = -qE$. Ova sila ubrzava elektron u polju. Za vreme između sudara elektrona sa drugim nosiocima naelektrisanja ili kristalnom rešetkom, elektron će postići brzinu koja je funkcija tog električnog polja.

Ova brzina se naziva driftovska brzina nosilaca v . Iz zakona održanja momenta, može se pokazati da je driftovska brzina elektrona v proporcionalna primenjenom električnom polju i može se izraziti kao:

$$v = -\left(\frac{q\tau_c}{m_e^*}\right) \cdot E$$

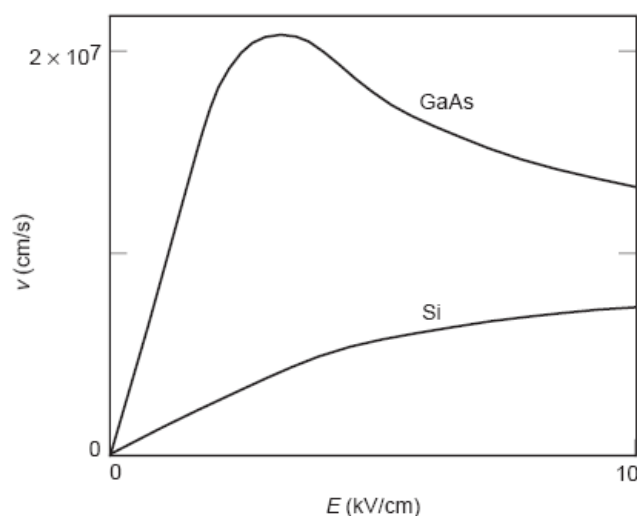
Faktor proporcionalnosti između driftovske brzine i primenjenog električnog polja zavisi od srednjeg slobodnog vremena između sudara τ_c i efektivne mase elektrona m_e^* . Taj faktor proporcionalnosti je zapravo pokretljivost elektrona μ (izražava se u cm^2/Vs).

Kako i kinetička energija zavisi od efektivne mase m_e^* i to kao

$$E_{kin} \sim \frac{1}{m_e^*}$$

to ova zavisnost zahteva dodatnu pažnju. Naime, oštrina parabole u $E-k$ dijagramu zavisi od efektivne mase m_e^* ; oštrije parabole odgovaraju lakšim efektivnim masama.

$E-k$ zavisnost nije parabolična za ceo opseg vrednosti talasnog vektora k u realnom kristalu. Ova zavisnost ima parabolični oblik oko minimuma u provodnoj i vrha u valentnoj zoni. Parabola oko apsolutnog minimuma u provodnoj zoni kod GaAs je oštrija nego kod Si što znači da je pokretljivost i driftovska brzina elektrona u GaAs veća nego u Si (slika 2).



Slika 2. Driftovska brzina elektrona u funkciji električnog polja u GaAs i Si.

Pri slabim električnim poljima, driftovske brzine elektrona su 6-7 puta veće u GaAs nego u Si.

Velika pokretljivost elektrona je veoma važna osobina GaAs koja se dovodi u vezu sa niskom otpornošću u, na primer, kanalu MOS struktura i velikom strujom, što znači:

- brzo punjenje i pražnjenje parazitnih kondenzatora i stoga brži odziv komponenata i integrisanih kola;
- veliku transkonduktansu $g_m = dI_D/dV_{GS}$;

- nizak šum usled smanjenja rasejavanja u kanalu.

Ove prednosti GaAs ograničene su samo na oblast slabih polja. Sa slike 2 se vidi da se driftovska brzina v smanjuje sa povećanjem električnog polja i počinje da saturira pri otprilike istim vrednostima električnih polja kao što je to slučaj u silicijumu. Činjenica da je samo par volti duž jednog mikrona kanala potrebno da se iz oblasti srednjih polja pređe u oblast saturacije brzine znači da moderne komponente rade u oblasti saturacije brzine. Iako ovo nesumnjivo pokazuje da su prednosti GaAs ne tako velike kao što se to može uočiti u oblasti sa manjim poljima, to ne znači da ove prednosti ne postoje. Čak i slučaju mikronskih i submikronskih dužina kanala, komponenta ne radi stalno u oblasti jakih polja jer se napon duž kanala menja od veoma male do maksimalne vrednosti. Takođe, lateralno polje nije uniformno pri višim naponima: najveće polje se pojavljuje na strani drejna i smanjuje se duž kanala do relativno male vrednosti na strani sorsa. Deo kanala skoro uvek radi u oblasti slabih polja što znači da je otpornost ovog dela kanala mnogo manja u slučaju GaAs.

1.3 Negativna dinamička otpornost

Smanjenje driftovske brzine v pri jačim električnim poljima na slici 2 javlja se kao dosta čudan fenomen koji se, međutim, može objasniti zahvaljujući $E - k$ dijagramu sa slike 1. Pri jakim električnim poljima, određen broj elektrona dobija dovoljnu kinetičku energiju da se nađe na dnu lokalnog energetskeg minimuma u provodnoj zoni. Kao što se sa slike vidi, parabola koja odgovara ovom minimumu je prilično šira što znači da će elektroni ovde imati veću efektivnu masu. Što je veći deo ukupnog broja elektrona koji se, pri jakim električnim poljima, pojavljuju na ovom minimumu, srednja driftovska brzina elektrona se smanjuje, upravo usled prisustva ovih „težih“ elektrona. Ovaj fenomen se može nazvati negativna dinamička otpornost ili Gunn-ov efekat. Efekat je veoma važan i omogućava izradu mikrotalasnih oscilatora i pojačavača za rad pri visokim frekvencijama.

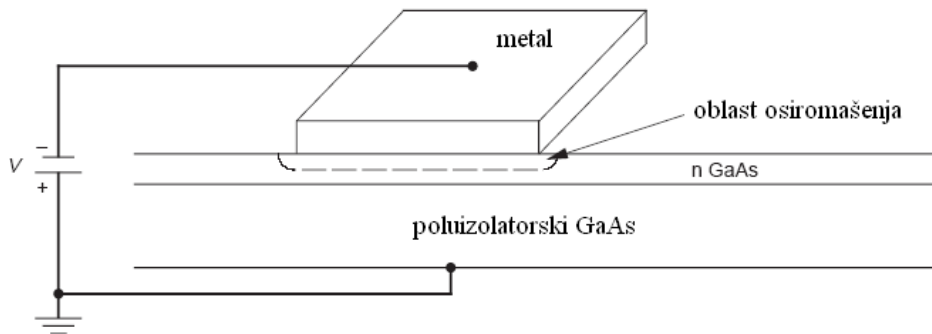
2. Spoj metal-poluprovodnik

Spojevi metal-poluprovodnik predstavljaju važne i osnovne blokove pri izradi mikrotalasnih komponenta. Zbog toga je jako bitno najpre objasniti strukturu i princip rada jednog ovakvog spoja.

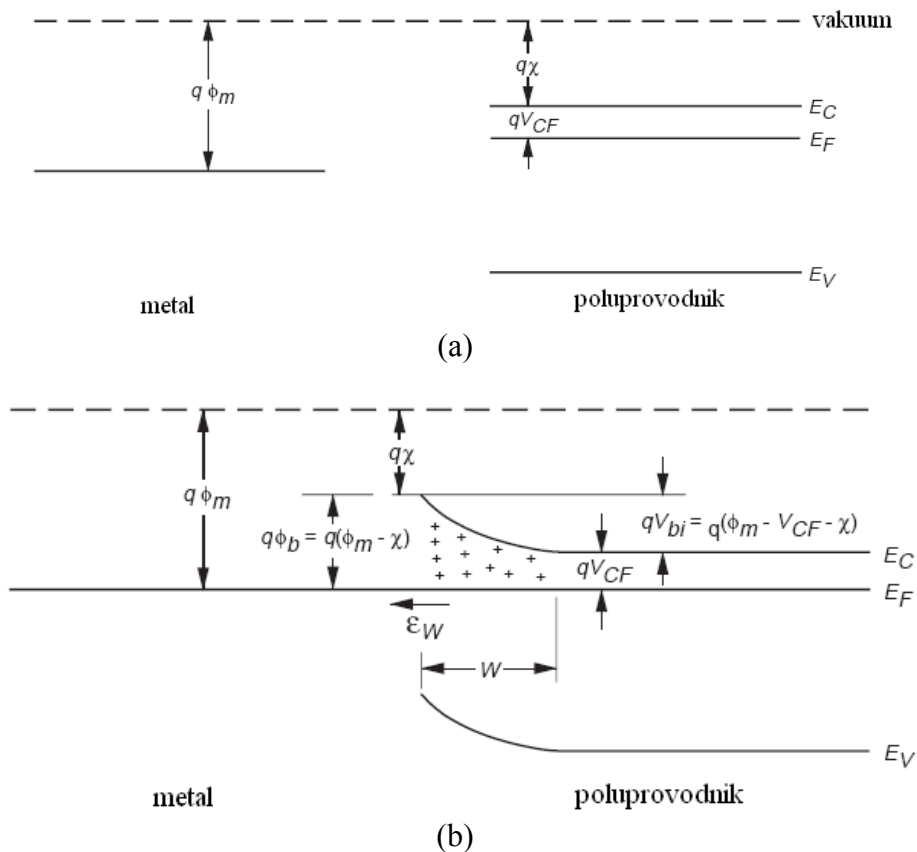
Na slici 3 šematski je prikazan spoj metal-poluprovodnik koji se formira na GaAs supstratu sa spoljašnjom polarizacijom koja se povezuje sa metalom. Iako je šema relativno jednostavna, ona tačno reprezentuje spoj.

Da bi se jasno shvatila dinamika spoja, neophodno je razmatrati dijagram energetske zone. Razmatrajmo prvo dijagram energetske zone metala i poluprovodnika odvojeno, tako da materijali međusobno ne deluje jedan na drugi (slika 4.a). Kao što je već poznato, u provodnoj zoni poluprovodnika postoji konačan broj slobodnih elektrona koji zavisi od temperature i koncentracije primesa. Slično, i u metalu postoji određen broj slobodnih elektrona koji zavisi od vrste metala i temperature. Na slici se pojavljuju veličine ϕ_m , radna funkcija metala, i χ , afinitet elektrona. Ako je Fermijev nivo u poluprovodniku iznad Fermijevog nivoa u metalu ($\chi + V_{CB} < \phi_m$), spajanjem metala i poluprovodnika nastaje difuzija elektrona iz poluprovodnika u metal, i u poluprovodniku uz sam spoj će se pojaviti pozitivno naelektrisanje (slika 4.b). Ovo pozitivno naelektrisanje deluje na elektrone silom koja

teži da se suprotstavi njihovom kretanju, odnosno difuzionoj struji. Izjednačavanjem ovih dveju suprotnih sila, nastaje ravnotežno stanje. Veličina koja karakteriše ovo ravnotežno stanje spoja i krivljenje zona se naziva ugrađeni potencijal V_{bi} . Da bi elektron prešao iz poluprovodnika u metal on mora da savlada barijeru V_{bi} . Za prelazak elektrona iz metala u poluprovodnik, neophodno je da savlada barijeru ϕ_b .



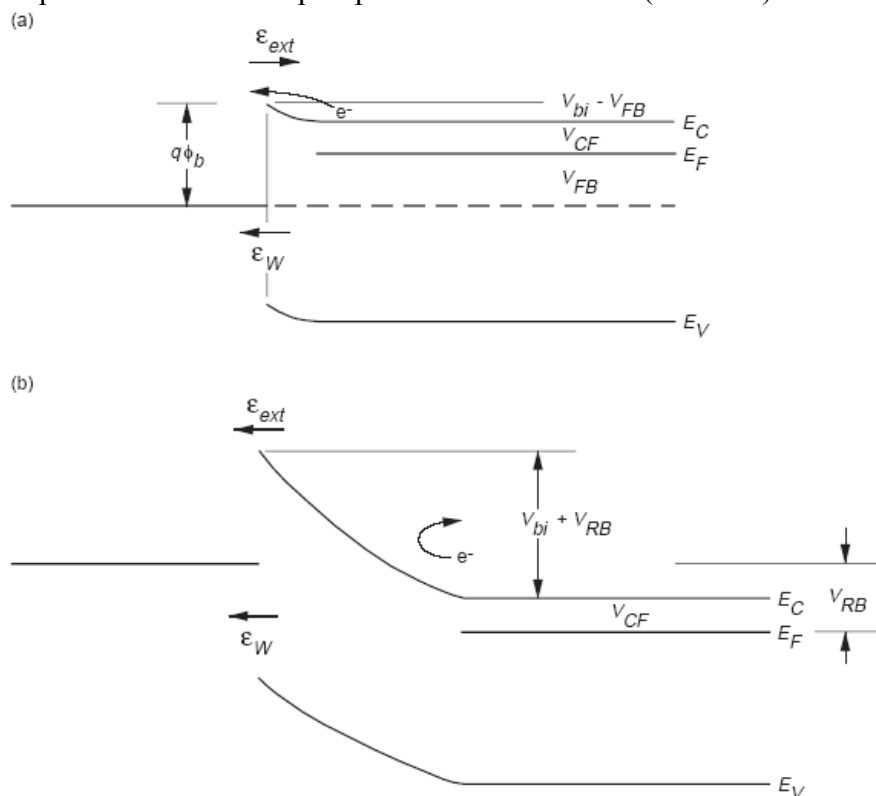
Slika 3. Šema spoja metal-GaAs.



Slika 4. Energetski dijagram zona metala i poluprovodnika; odvojeno (a) i spoj (b).

Ukoliko se na spoj primeni spoljašnje električno polje, ovo dodatno električno polje će narušiti uslove ravnoteže. Razmatrajmo prvo slučaj pozitivne spoljašnje polarizacije. Usled ovakve polarizacije, duž spoja će se formirati električno polje koje je suprotno dejstvu polja osiromašenih GaAs atoma. Kao rezultat, smanjiće se barijera za elektrone koji se kreću od poluprovodnika ka metalu, ali ne i za elektrone koji se kreću od metala ka poluprovodniku (slika 5.a).

Ako se primeni negativna spoljašnja polarizacija, dodatno polje će pojačati dejstvo polja osiromašenih GaAs atoma, povećavajući krivljenje zona na spoju i barijeru za protok elektrona od poluprovodnika ka metalu (slika 5.b).



Slika 5. Dijagram energetske zone spoja metal-poluprovodnik pod uslovima direktne (a) i inverzne polarizacije (b).

2.1 Karakteristike spoja metal-poluprovodnik

Razmotrimo prvo širinu oblasti osiromašenja. Pod uslovima aproksimacije strmog spoja, koja je opravdana za spojeve između metala i poluprovodnika, širina oblasti osiromašenja je data sa:

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0}{qN_D} \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)}$$

gde je N_D koncentracija donorskih primesa, k Bolcmanova konstanta, a kT/q je termički potencijal koji se još označava i sa V_T i na sobnoj temperaturi iznosi oko 0.026V, dok je V_{bi} obično oko 1V.

Sledeći kritični parametar je električno polje E_m na međupovršini metal-poluprovodnik duž spoja. Vrednost ovog polja mora biti manja od vrednosti polja koje izaziva proboj kod GaAs materijala (oko $4 \cdot 10^5$ V/cm). Ako je $E_m > 4 \cdot 10^5$ V/cm, elektroni poseduju dovoljnu kinetičku energiju da naprave dodatne parove elektron-šupljina tokom sudara sa atomima kristala brže nego što slobodni nosioci naelektrisanja mogu da se rekombinuju. Ovi novi slobodni elektroni se takođe ubrzavaju dodatnim električnim poljem i stvaraju nove parove elektron-šupljina. Proces je poznat kao lavinski proboj. Maksimalno dozvoljeno električno polje je:

$$E_m = \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} w = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)}$$

Nagomilano naelektrisanje u oblasti osiromašenja formira kondenzator duž spoja čija je kapacitivnost po jedinici površine data izrazom:

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{w} = \sqrt{\frac{qN_D \epsilon_r \epsilon_0}{2 \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)}}$$

Iz poslednje jednačine je važno uočiti sledeće:

- kapacitivnost je funkcija primenjenog napona. Prema tome, spoj se ponaša kao naponom kontrolisani kondenzator.
- kapacitivnost je funkcija nivoa dopiranja.

PRIMER: Odrediti širinu oblasti osiromašenja, maksimalno dozvoljeno polje i kapacitivnost oblasti osiromašenja po jedinici površine za dva GaAs supstrata sa aluminijumskih kontaktom na sobnoj temperaturi i pri nultoj spoljašnjoj polarizaciji. Koncentracija donorskih primesa u prvom uzorku je $N_{D1} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (odgovara koncentraciji u kanalu MESFET-a), dok je u drugom uzorku $N_{D2} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (tipična vrednost za omske kontakte). Poznato je: $V_{bi} = 1\text{V}$, $\epsilon_r = 12.85$, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$, $q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

Širine oblasti osiromašenja su:

$$w_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_0}{qN_{D1}} \left(V_{bi} - \frac{kT}{q} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot 12.85 \cdot 8.85 \cdot 10^{-14}}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{17}}} = 0.1176 \mu\text{m}$$

$$w_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_0}{qN_{D2}} \left(V_{bi} - \frac{kT}{q} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot 12.85 \cdot 8.85 \cdot 10^{-14}}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{19}}} = 0.01176 \mu\text{m}$$

Maksimalno dozvoljeno električno polje:

$$E_{m1} = \frac{qN_{D1}}{\epsilon_r \epsilon_0} w_1 = \frac{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{17}}{12.85 \cdot 8.85 \cdot 10^{-14}} \cdot 11.76 \cdot 10^{-6} = 1.67 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

$$E_{m2} = \frac{qN_{D2}}{\epsilon_r \epsilon_0} w_2 = \frac{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{19}}{12.85 \cdot 8.85 \cdot 10^{-14}} \cdot 11.76 \cdot 10^{-7} = 1.67 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$$

Kapacitivnost oblasti osiromašenja:

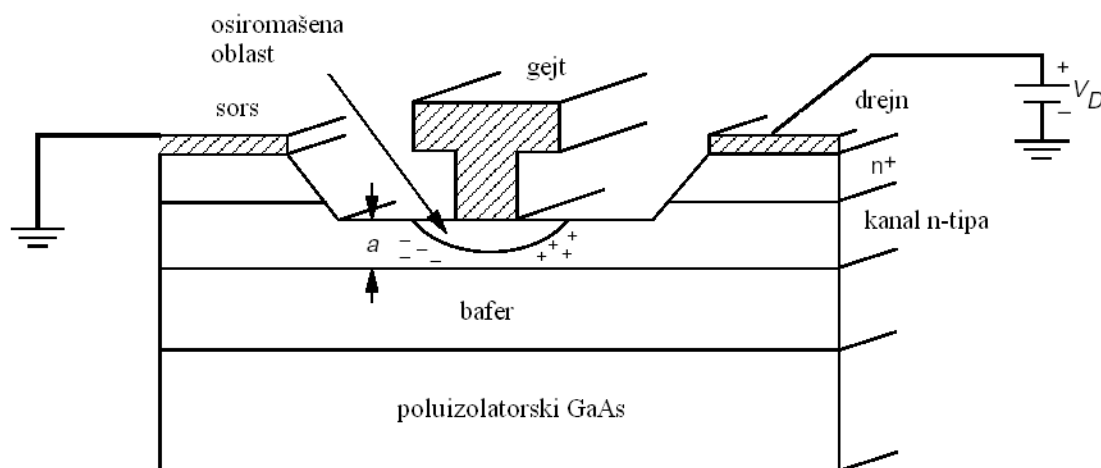
$$C_1 = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{w_1} = \frac{12.85 \cdot 8.85 \cdot 10^{-14}}{11.76 \cdot 10^{-6}} = 9.6 \cdot 10^{-8} \text{ F/cm}^2$$

$$C_2 = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{w_2} = \frac{12.85 \cdot 8.85 \cdot 10^{-14}}{11.76 \cdot 10^{-7}} = 9.6 \cdot 10^{-7} \text{ F/cm}^2$$

3. MESFET

GaAs MESFET (**ME**tal-**S**emiconductor **F**ield-**E**ffect **T**ransistors) su najčešće korišćene i najvažnije aktivne komponente u mikrotalasnim kolima. U stvari, do kasnih 80-tih godina prošlog veka skoro sva integrisana kola za primene u mikrotalasnoj tehnici su koristila ove komponente. Iako su u poslednje vreme napravljene složenije tehnološke strukture sa boljim električnim karakteristikama, MESFET je još uvek dominantna aktivna komponenta za pojačavače snage i prekidačka kola u mikrotalasnom spektru.

Na slici 6 je prikazana osnovna MESFET struktura.



Slika 6. Poprečni presek MESFET-a.

Bafer služi da izoluje defekte u supstratu od aktivne oblasti tranzistora. Kanal, ili provodni sloj, je tanki slabo dopirani sloj poluprovodničkog materijala koji je epitaksijalno narastao na bafer. Kako je pokretljivost elektrona skoro 20 puta veća od pokretljivosti šupljina, skoro uvek se koristi n-tip poluprovodnika za oblast kanala.

Princip rada MESFET-a se lakše može razumeti ako prvo razmotrimo strujno-naponsku karakteristiku komponente bez kontakta gejta (slika 7.a).

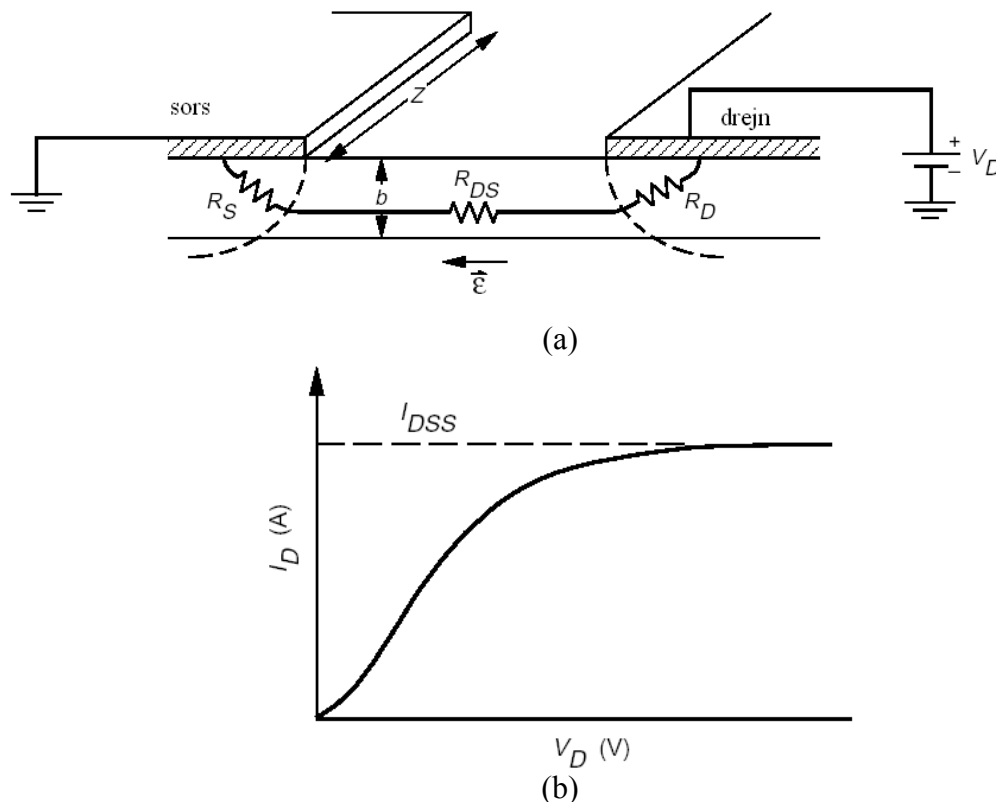
Ako se između drejna i sorsa primeni napon V_D , između ova dva kontakta kroz kanal tranzistora će proteći struja. Povećavanjem ovog napona, struja će se povećavati linearno:

$$I_D = \frac{V_D}{R_D + R_S = R_{DS}}$$

Daljim povećanjem napona, električno polje će postati veće od polja potrebnog za saturaciju driftovske brzine elektrona. Pri uslovima visoke polarizacije, mora se koristiti drugi izraz za struju:

$$I_D = Q(x) \cdot v(x) = Z \cdot b(x) \cdot q \cdot n(x) \cdot v(x)$$

Iz ovog izraza su izostale otpornosti R_S i R_D . Parametri u prethodnoj jednačini su: Z širina gejta, $b(x)$ efektivna dubina kanala, $n(x)$ koncentracija elektrona. Iz jednačine je uočljivo da će saturacijom driftovske brzine $v(x)$ saturirati i struja u kanalu na vrednost I_{DSS} (slika 7.b).



Slika 7. Šematska i I-V prezentacija za MESFET bez kontakta gejta.

Sada ubacujemo elektrodu gejta iznad kanala, ali bez polarizacije. Ispod elektrode će se formirati osiromašena oblast koja smanjuje efektivnu debljinu kanala $b(x)$ i stoga povećava otpornost proticanju struje. Dubina osiromašene oblasti zavisi od pada napona na celom Šotkijevom kontaktu. S obzorom da je protok struje kroz kanal ekvivalentan protoku struje kroz raspodeljeni otpornik, na strani drejna u kanalu je veći pad napona nego na strani sorsa. Zahvaljujući tome, širina osiromašene oblasti na strani drejna je veća. Neuniformna debljina kanala ima sledeća dva efekta na rad tranzistora:

- stvara se akumulacija elektrona na strani sorsa i osiromašenje elektrona na strani drejna. Ovaj dipol naelektrisanja stvara kapacitivnu povratnu spregu između drejna i kanala;
- električno polje dipola se dodaje primenjenom električnom polju uzrokujući da se saturacioni uslovi ispune i za nešto niže napone na drejnu V_D . Primenom napona na gejtu može se kontrolisati širina osiromašene oblasti, tj. otpornost kanala proticanju struje od drejna ka sorsu, tj. može se kontrolisati saturaciona struja.

Ako je negativan napon na gejtu dovoljno veliki, širina osiromašene oblasti će biti jednaka dubini kanala i kanal će biti prekinut. Napon na gejtu pri kome se ovo dešava se zove prekidni napon:

$$V_p = \left(\frac{qN_D}{2\epsilon_r\epsilon_0} \right) \cdot a^2$$

Pri ovom naponu, struja drejna opada na vrlo malu vrednost. Prema tome, tranzistor može raditi kao naponom kontrolisani otpornik ili prekidač.

Najvažnija karakteristika MESFET-a je da se oni mogu koristiti da povećaju nivo snage mikrotalasnog signala, odnosno da mogu obezbediti pojačanje.

Kako se struja drejna može znatno menjati malim promenama napona na gejtu, MESFET se može modelirati kao naponom kontrolisani strujni izvor. Transkonduktansa se onda definiše kao:

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS} = \text{const}}$$

Najvažnije karakteristike MESFET-a su maksimalna frekvencija oscilovanja f_{\max} i granična fekvencija f_T pri kojoj pojačanje tranzistora opada na vrednost jednaku jedinici. Prekidna ili granična frekvencija zavisi od vremena transporta elektrona kroz kanal, τ , na sledeći način:

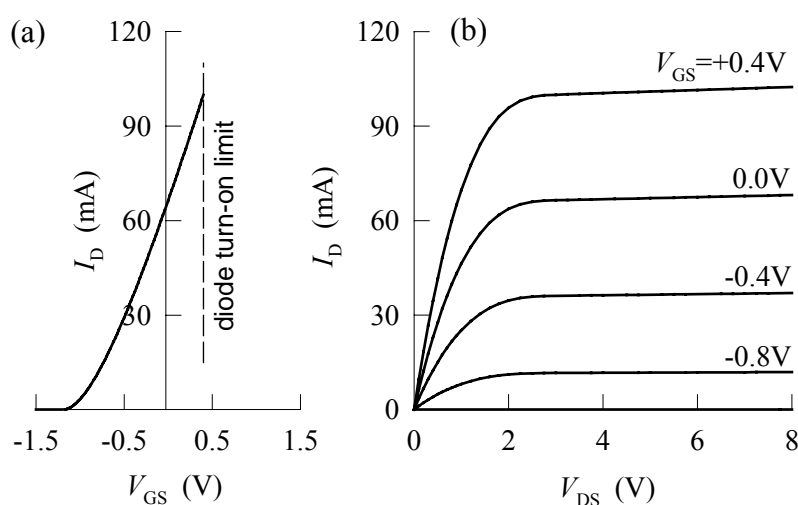
$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{v_{sat}}{2\pi L}$$

gde je L dužina gejta. Kako je v_{sat} približno $6 \cdot 10^{10}$ $\mu\text{m/s}$ za GaAs materijal sa tipičnim vrednostima koje se koriste za dopiranje u kanalu, dužina gejta mora biti manja od $1 \mu\text{m}$ da bi se obezbedila granična frekvencija tranzistora koja je veća od 10 GHz.

Maksimalna frekvencija oscilovanja može se aproksimirati sledećim izrazom:

$$f_{\max} = \frac{f_T}{2} \cdot \sqrt{\frac{R_{DS}}{R_G}}$$

gde je R_G otpornost gejta. Iz poslednja dva izraza je očigledno da bi dužina gejta L trebalo da bude što je moguće manja. Ograničenja u pogledu proizvodnje, kao i potreba da električno polje u kanalu bude manje od vrednosti polja koje će dovesto do lavinskog proboja, uslovljavaju da dužina gejta ne bude manja od $1 \mu\text{m}$. Da bi se gejtom mogla kontrolisati struja u kanalu, neophodno je i da dužina gejta bude veća od dubine kanala, tj. $L/a > 1$. To znači da je za najveći broj GaAs MESFET-a dubina kanala reda veličine od 0.05 do 0.3 μm . Manje dubine kanala uslovljavaju da koncentracija nosilaca u kanalu bude što je moguće veća kako bi se zadržala velika struja.



Slika 8. Prenosne i izlazne karakteristike MESFET-a.

Tipične električne karakteristike MESFET-a su prikazane na slici 8. Pri nultoj polarizaciji između gejta i sorsa $V_{GS} = 0$, kroz tranzistor će proticati značajna struja drejna, dok je negativni napon između ova dva kontakta, $V_{GS} = V_{Th}$ potreban da bi se komponenta isključila. Strogo govoreći, određeni pozitivni napon V_{GS} se može dovesti pre nego što se uključi dioda; za primer na slici to je napon $V_{GS} = 0.4V$.

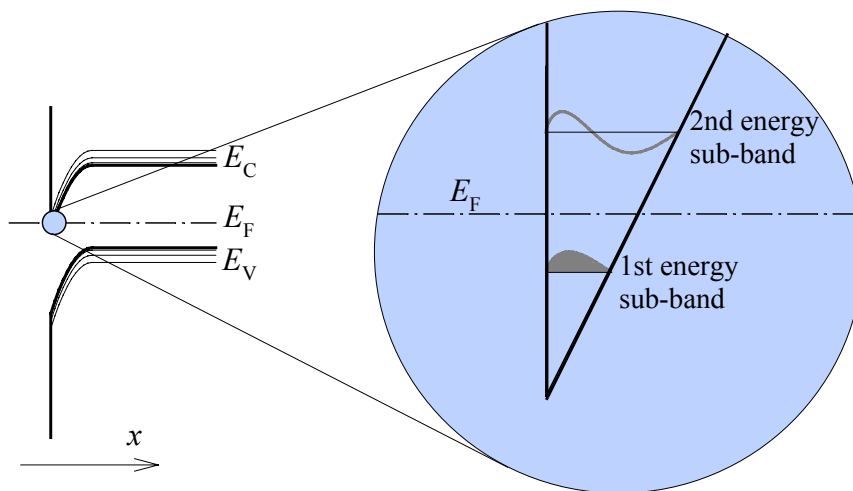
4. HEMT

U GaAs tehnologiji, HEMT (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor) i pseudomorfni HEMT, PHEMT, su u velikoj meri zamenili konvencionalnu MESFET tehnologiju u vojnim i komercijalnim primenama gde se zahteva nizak nivo šuma i veliko pojačanje, naročito u oblasti frekvencija koje odgovaraju milimetarskim talasnim dužinama. Za ove tranzistore se mogu sresti i sledeći nazivi: MODFET (**M**odulation **D**oped **F**ET), TEGFET (**T**wo-dimensional **E**lectron **G**as **F**ET) i SDHT (**S**electively **D**oped **H**eterojunction **T**ransistor). Ovi tranzistori mogu raditi na frekvenciji koja je iznad 10 GHz, sa vrlo niskim nivoom šuma (< 1 dB) i velikim strujnim pojačanjem. Ove jedinstvene karakteristike učinile su HEMT atraktivnom komponentom za satelitske prijemnike, kao i mobilne i bežične komunikacije.

Jedinstvene karakteristike ovih tranzitora povezane su sa specifičnim tipom kanala, poznatim kao dvodimenzionalni elektronski gas (2DEG). Ovakav kanal je posledica kvantno-mehaničkih efekata koji su iskorišćeni za rad HEMT-a.

4.1 2DEG

Poznato je da elektron poseduje i talasne osobine, kao i da elektroni nisu precizno ograničeni na određenu zapreminu u prostoru. Talasne osobine elektrona nisu važne dok god su dimenzije komponente mnogo veće od talasne dužine elektrona. Tranzistori sa efektom polja obično obrazuju trougaone potencijalne jame, kao što je prikazano na slici 9. Pošto je širina trougaone potencijalne jame na vrhu jednaka nuli, imamo situaciju u kojoj talasna dužina elektrona mora postati veća od širine potencijalne jame. Ovo je slučaj kad talasne osobine elektrona postaju važne. Sa slike se vidi da ne postoje elektroni koji se mogu naći na energetskim nivoima koji su niži od nivoa koji odgovara polovini talasne dužine. Ovaj najniži energetski nivo na kom se mogu naći elektroni je prva energetska podzona. Elektroni na ovom energetskom nivou se ne kreću slobodno i ne rasejavaju se proizvoljno u smeru preseka potencijalne jame (x pravac sa slike). U ovom pravcu elektroni se pojavljuju kao stojeći talasi. U ostala dva pravca (y i z), širina potencijalne jame je mnogo veća u poređenju sa talasnom dužinom elektrona i oni se slobodno kreću i rasejavaju. Prema tome, ono što se vidi kao jedan energetski nivo u x pravcu, pojavljuje se kao 2D energetska podzona u ostala dva pravca (y i z). Koncept elektronskog gasa može se primeniti samo na ova dva smera i u tom slučaju se elektroni nazivaju 2D elektronski gas.



Slika 9. Ilustracija kvantizacije energetske nivoe.

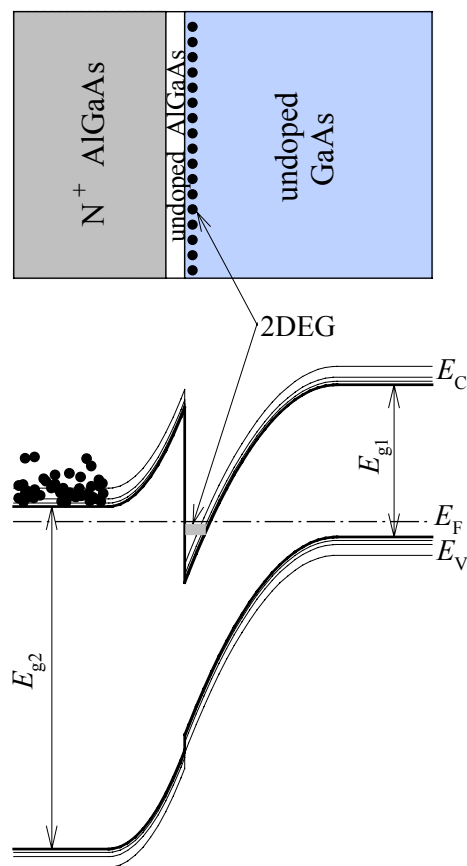
Slika takođe prikazuje i drugu energetska podzonu koja se pojavljuje na energetska nivou koji odgovara celoj talasnoj dužini elektrona. Ovo ilustruje činjenicu da deoba energije između dva energetska nivoe (podzone) zavisi od talasne dužine elektrona i nagiba strane potencijalne jame koji direktno zavisi od jačine polja koje formira trougaonu potencijalnu jamu. Ovaj efekat deobe između pojedinih energetska nivoe je poznat kao kvantizacioni efekat. Čisti 2DEG je sa veoma jako izraženim kvantizacionim efekatom kod kog je najniža energetska podzona zauzeta, dok su sve ostale podzone prazne.

Ovo nije karakteristično za silicijumski MOSFET, jer se kod silicijuma elektroni pojavljuju u više od 4 podzone, s obzirom da deoba energije između međuzona nije mnogo velika u poređenju sa termičkom energijom. Elektroni se mogu kretati između različitih energetska podzona kroz različite mehanizme međusobnog rasejavanja. Ovo je slučaj tzv. kvazi 2D elektronskog gasa, kako bi se razlikovao od 2DEG kod kog bilo koji oblik rasejavanja nosilaca u pravcu stojećeg talasa nije moguć.

U slučaju Si MOSFET-a, širina zabranjene zone SiO_2 koji je narastao na Si stvara diskontinuitet provodne zone koji formira trougaonu potencijalnu jamu. U slučaju GaAs, ovaj efekat se postiže onim što nazivamo „energy gap engineering“. Ovo se može ilustrovati na slici 10, gde je prikazan poprečni presek i dijagram zona sistema AlGaAs-GaAs. Zabranjena zona AlGaAs je šira od zabranjene zone GaAs i ona formira diskontinuitet na međupovršini GaAs. Ovo dovodi do formiranja trougaone potencijalne jame. Kombinacija diskontinuiteta provodne zone, krivljenje energetska zona na GaAs strani i talasna dužina elektrona u GaAs dovodi do jako izražene kvantizacije energetska nivoe. Vrlo je važno da je položaj Fermijevog nivoe iznad najniže energetske podzone, što znači da je nivo najniže energetske podzone zauzet elektronima – nije potrebno dodatno električno polje za stvaranje 2DEG.

U dvodimenzionalnom elektronskom gasu, međutim, postoji međusobno rasejavanje elektrona. Minimizacija ovog Kulonovog rasejavanja, a time i povećanje pokretljivosti elektrona, može se ostvariti na tri načina: (a) dopiranjem GaAs akceptorskim primesama do nivoe niske koncentracije, (b) umetanjem sloja nedopiranog AlGaAs kojim se smanjuje gustina elektrona u gasu i (c) promenom

molskog udela Al u AlGaAs čime se menja širina njegove zabranjene zone, odnosno gustina elektrona u gasu.

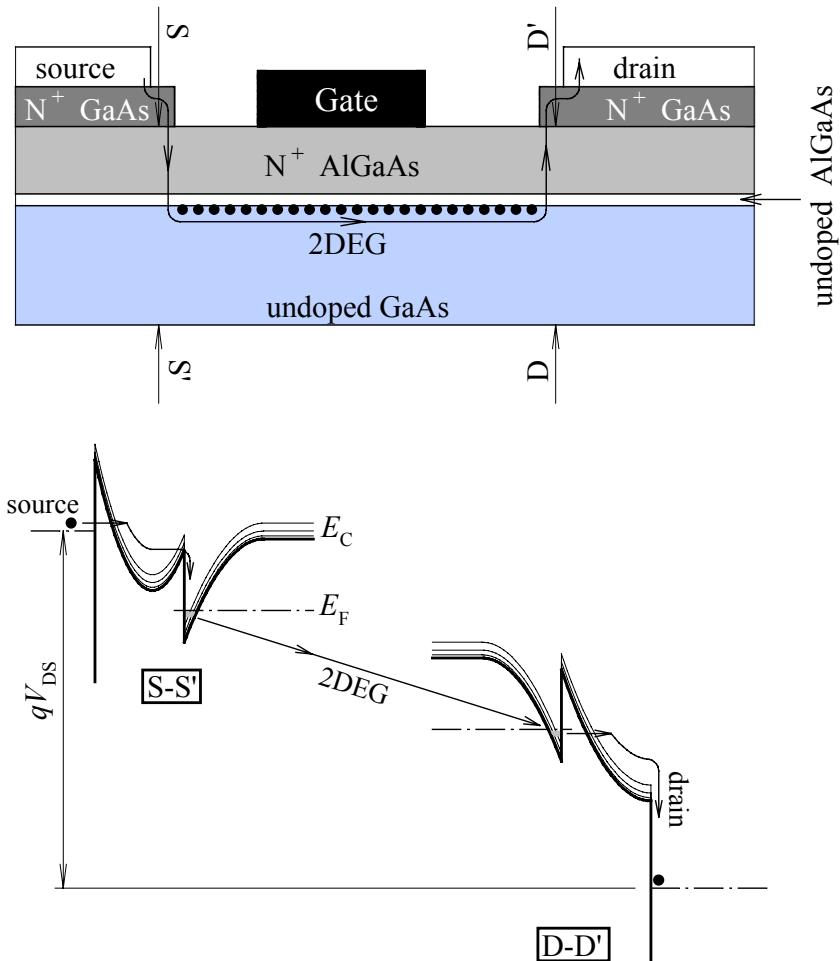


Slika 10. Poprečni presek i dijagram energetske zone sistema AlGaAs-GaAs.

4.2 HEMT – struktura i karakteristike

Velika pokretljivost elektrona i nizak šum koji su karakteristični za 2DEG su veoma upotrebljive osobine za visokofrekventne i niskošumne primene. 2DEG koji se formira na AlGaAs-GaAs heterospoju stvara HEMT kanal. Na krajevima kanala se nanose kontakti za izvode sorsa i drejna. Takođe se formira gejt u obliku Šotkijevog kontakta da obezbedi kontrolu struje. Negativni napon na gejtu smanjuje koncentraciju elektrona u kanalu i može ih potpuno udaljiti iz kanala; na taj način je komponenta isključena.

Na slici 11 je prikazan put elektrona od sorsa ka drejnu. Elektroni prolaze kroz dva heterospoja između izvoda sorsa i 2DEG, kao i između 2DEG i terminala drejna. Može se videti da elektroni moraju da tuneluju od N^+ GaAs sorsa u N^+ AlGaAs sloj, i tuneluju ponovo na strani drejna, od 2DEG u N^+ AlGaAs. Ovo značajno povećava otpornosti sorsa i drejna, što negativno utiče na visokofrekventne i niskošumne karakteristike HEMT-a. Stoga se istražuju različite modifikacije kontakata sorsa i drejna kako bi se smanjili negativni efekti kontakata. Otpornost gejta je takođe veoma važna, posebno u pogledu karakteristika šuma. Iz tih razloga se gejt obično pravi u obliku pečurke čime se smanjuje otpornost a ne povećava ulazna kapacitivnost.



Slika 11. HEMT – struktura i energetske zone na kontaktima sorsa i drejna.

5. HBT

AlGaAs-GaAs heterospojni bipolarni tranzistori (HBT) se koriste u digitalnim i analognim mikrotalasnim aplikacijama. Heterospojni bipolarni tranzistori mogu obezbediti brže prekidačke funkcije u odnosu na bipolarne tranzistore, uglavnom zbog smanjene bazne otpornosti i kapacitivnosti kolektor-supstrat. Proizvodnja HBT-a je manje zahtevna u pogledu litografskih procesa nego što je to slučaj kod GaAs FET-ova, te je stoga proizvodnja ovih komponenata jeftinija, a prinosi su veći. Ova tehnologija obezbeđuje i bolje karakteristike kada su u pitanju probojni naponi.

U odnosu na konvencionalni silicijumski bipolarni tranzistor, HBT pokazuje bolje performanse što se, pre svega, odnosi na emitorsku efikasnost, baznu otpornost, bazno-emitorsku kapacitivnost i graničnu frekvenciju. Prednosti AlGaAs-GaAs HBT-a proizilaze iz sledećeg:

- Kraće direktno bazno vreme prelaza što, zajedno sa manjom baznom otpornošću, daje veću graničnu frekvenciju;
- Bolja linearnost intrinzične komponente usled većeg proizvoda strujnog pojačanja i Erlijevog napona ($\beta \cdot V_A$);
- Veoma mala kapacitivnost kolektor-supstrat zbog upotrebe poluizolatorskog GaAs supstrata ($\rho \approx 10^7 \Omega cm$);

- Visoka efikasnost usled mogućnosti isključenja komponenata sa malom promenom baznog napona i ekstremno male varijacije napona uključenja komponenata;
- Dobro širokopojasno podešavanje impedansi usled rezistivne prirode ulaznih i izlaznih impedansi;
- Niska cena i mogućnost široke proizvodnje.

Na slici 12 je prikazan poprečni presek HBT-a. Materijal u koji se realizuje HBT struktura dobija se narastanjem na poluizolatorski GaAs supstrat. Epitaksijalni slojevi HBT-a formiraju se MBE ili MOCVD procesom. Za izolaciju pojedinih oblasti u strukturi tranzistora koristi se oštećenje izazvano jonskom implantacijom. Da bi se smanjila bazno-kolektorska kapacitivnost, implantira se kiseonik ili protoni u n-oblast kolektora ispod baznih kontakata. Implantirani čine materijal poluizolatorskim i smanjuju kapacitivnost po jedinici površine time što proširuju efektivnu razdvojenost bazne i kolektorske oblasti. Implantirani se uvode u strukturu kroz bazu, pri čemu se zbog visokog nivoa dopiranja baze ne menja značajno njena provodnost.

Prvo je izvršeno narastanje jako dopiranog sloja n^+ GaAs (oko $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) koji služi kao kontakt kolektora, a zatim sledi slabo dopirani nGaAs (oko $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) kao aktivna oblast kolektora. Jako dopirani p^+ GaAs sa koncentracijom primesa koja je veća od $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ je upotrebljen za bazu HBT-a, pri čemu se kao primese najčešće koriste berilijum (Be) ili ugljenik (C). Emitor je dobijen narastanjem AlGaAs koji ima širu zabranjenu zonu u odnosu na GaAs. Na ovakav emitor, radi ostvarivanja dobrog omskog kontakta, deponovan je n^+ GaAs.

5.1 Princip rada

Potencijalne barijere za injekciju šupljina (ΔV_p) i injekciju elektrona (ΔV_n) kod linearnog emitor-baznog spoja se razlikuju za razliku širina zabranjenih zona (ΔE_g) između AlGaAs emitora i GaAs baze (slika 13), tj.:

$$q(\Delta V_p - \Delta V_n) = \Delta E_g$$

Mala razlika širina zabranjenih zona ova dva materijala, ΔE_g , značajno će uticati na odnos I_n / I_p , gde je I_n struja elektrona injektovanih iz emitora u bazu, i I_p neželjena struja šupljina injektovanih iz baze u emitor. Ove struje se mogu izraziti, koristeći Bolcmanovu aproksimaciju, kao:

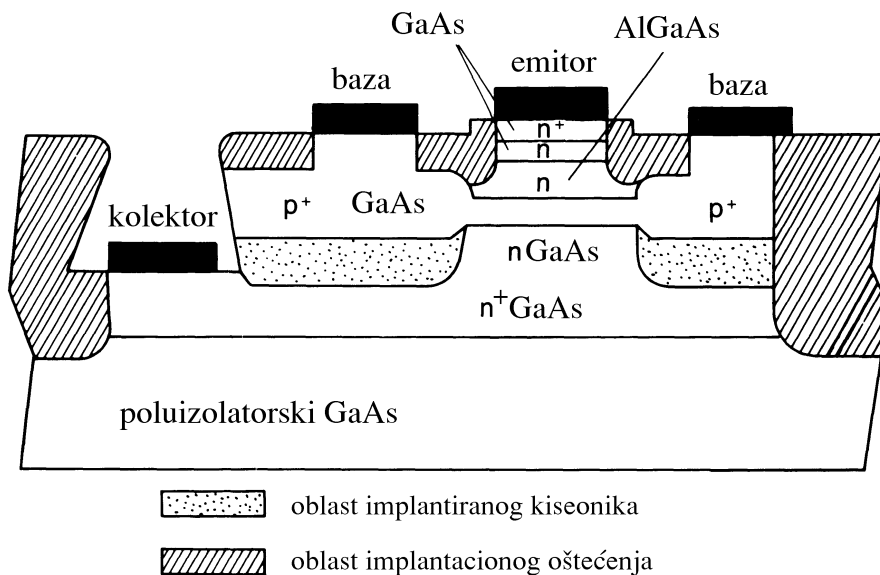
$$I_n = q \cdot A \cdot N_E \cdot (D_n / W) \exp\left(-\frac{q\Delta V_n}{kT}\right)$$

$$I_p = q \cdot A \cdot N_B \cdot (D_p / L_p) \exp\left(-\frac{q\Delta V_p}{kT}\right)$$

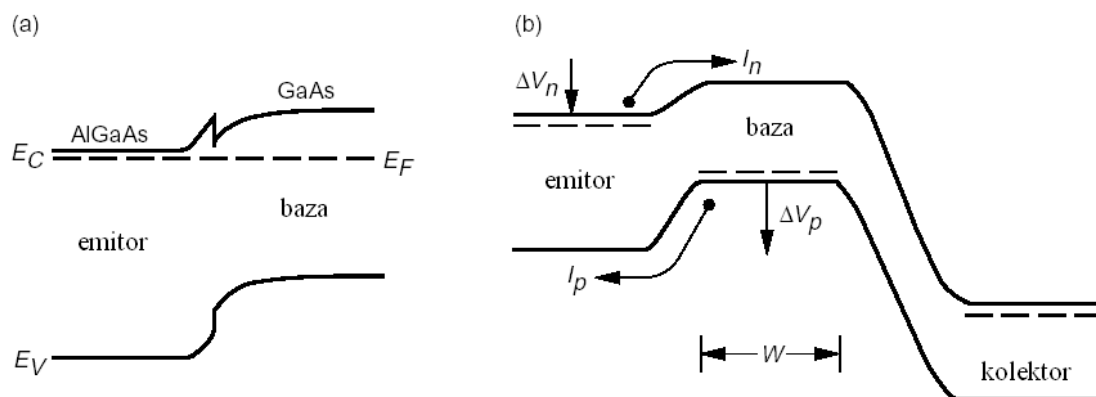
U prethodnim jednačinama A je površina emitor-baznog spoja, N_E i N_B su koncentracije primesa u emitoru i bazi, D_n i D_p su koeficijenti difuzije za elektrone u bazi i šupljine u emitoru, W je širina baze, a L_p difuziona dužina šupljina u emitoru. Očigledno je da će sada biti:

$$\frac{I_n}{I_p} = \frac{N_E}{N_B} \cdot \frac{D_n}{D_p} \cdot \frac{L_p}{W} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right)$$

U slučaju $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As-GaAs}$ HBT-a, $\Delta E_g \approx 14.6kT$, pa će $\exp(\Delta E_g/kT) \approx 2 \cdot 10^6$. Ovo je primer koliko će ΔE_g , odnosno razlika širina zabranjenih zona, značajno uticati na I_n/I_p u odnosu na čisto silicijumski tranzistor kod kog je $\Delta E_g = 0$.



Slika 12. Poprečni presek HBT-a.



Slika 13. AlGaAs-GaAs HBT: strmi (a) i linearni (b) emitor-bazni spoj.

Ova osobina HBT komponenata dozvoljava proizvodnju tranzistora sa jako dopiranim bazama i slabo dopiranim emitorima. U praksi, bazna struja je dominantno određena rekombinacijom, tako da je strujno pojačanje u konfiguraciji sa zajedničkim emitorom obično ispod 100. Slabo dopirani emitor smanjuje emitor-baznu kapacitivnost što utiče na graničnu frekvenciju strujnog pojačanja i maksimalnu frekvenciju oscilovanja. Jako dopiranje u bazi smanjuje slojnu otpornost i otpornost baznog kontakta što daje veće maksimalne frekvencije oscilovanja.

6. Diodne strukture

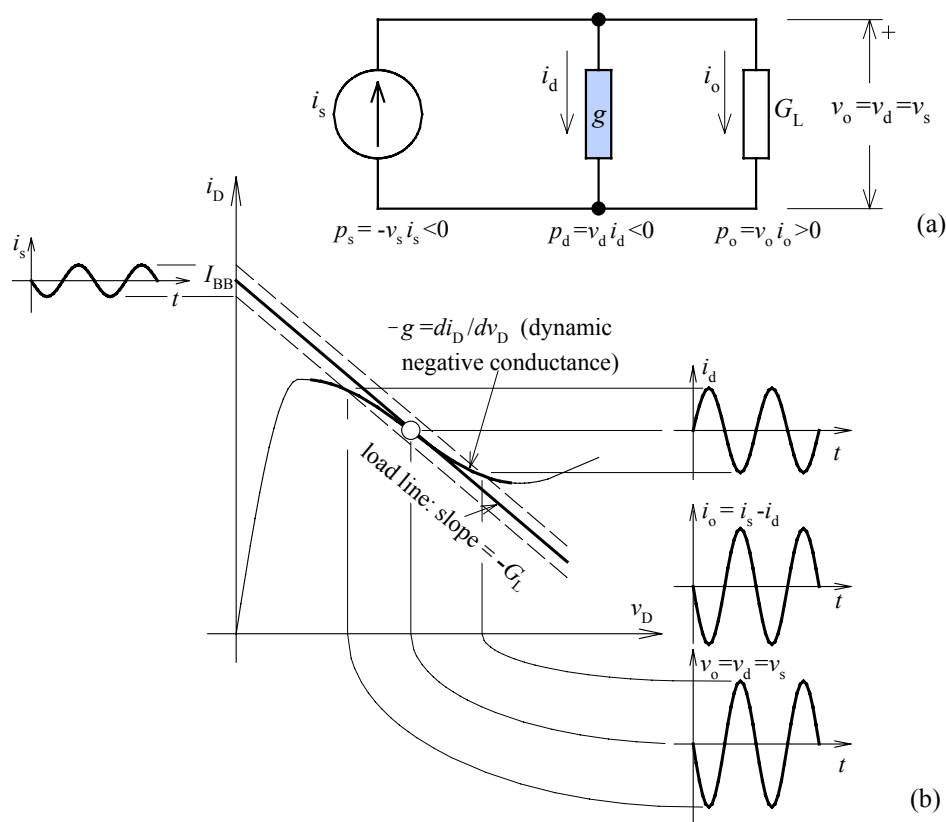
Tranzistorske strukture opisane u prethodnom poglavlju obezbeđuju efikasan rad visoke snage i niskog šuma u širokom području mikrotalasnih frekvencija. Međutim, zbog strukturne kompleksnosti tranzistora veoma je teško njihovu funkciju proširiti na područje milimetarskih talasnih dužina. Otuda je za generaciju, pojačanje i detekciju signala milimetarskih talasnih dužina pogodnije koristiti diodne strukture.

Zajedničku karakteristiku mikrotalasnih dioda predstavlja negativna dinamička (diferencijalna) otpornost (provodnost), takva da povećanje napona na diodi dovodi do smanjenja struje. Negativna dinamička otpornost ($r = dv/di < 0$) se razlikuje od odnosa trenutnih vrednosti napona i struje, koji ostaje pozitivan ($R = v/i > 0$). Usled negativne dinamičke otpornosti, napon i struja kroz diodu su u protivfazi, zbog čega je snaga signala¹ negativna. To ukazuje na činjenicu da dioda ne disipira, već generiše snagu.

Postupak pojačanja signala pomoću dioda sa negativnom dinamičkom otpornošću razlikuje se od postupka pojačanja pomoću naponski kontrolisanih strujnih izvora kakvi su tranzistori.

6.1 Pojačanje i oscilovanje pomoću negativne dinamičke otpornosti

Strujno-naponska karakteristika diode sa negativnom otpornošću sadrži oblast u kojoj je nagib negativan. Ova se oblast koristi za generaciju signalnog napona i struje suprotnih faza.



Slika 14. Pojačanje signala negativnom provodnom diodom: osnovno kolo za male signale (a) i grafička prezentacija (b).

¹ Snaga signala je napon signala pomnožen strujom signala, i ne treba je poistovećivati sa ukupnom snagom

Slika 14.a prikazuje ekvivalentno kolo u kome je opterećenje G_L vezano paralelno sa diodom negativne provodnosti g . U ovom kolu izostavljen je izvor jednosmerne struje I_{BB} koji se vezuje paralelno izvoru signala i_s . Na slici 14.b predstavljena je tipična $i_D - v_D$ karakteristika diode sa delom negativne provodnosti. Za grafičku analizu kola potrebno je nacrtati radnu pravu. Kada je $i_s = 0$ (tačka jednosmerne polarizacije), prema Kirhofovom zakonu je:

$$i_D = I_{BB} - G_L v_D$$

Prethodni izraz definiše radnu pravu koja se konstruiše na osnovu sledećih podataka: $i_D = I_{BB}$ za $v_D = 0$, što znači da prava seče i_D osu u I_{BB} ; i nagib prave je $-G_L$. Radna tačka se dobija u preseku radne prave i karakteristike diode. Vrednosti i_D i v_D su pozitivne, što znači da dioda disipira (koristi) trenutnu snagu koju daje jednosmerni izvor.

Kada se signalna struja i_s pridoda jednosmernoj struji I_{BB} , radna prava se pomera naviše ili naniže (u zavisnosti od znaka signalne struje), ali nagib ostaje nepromenjen. To je na slici 14.b ilustrovano isprekidanim linijama. Sa slike se vidi da malo smanjenje/povećanje ulazne struje dovodi do izraženijeg povećanja/smanjenja diodne struje, čime se postiže efekat pojačanja. Osim toga, smanjenje v_D prati povećanje i_D što znači da su navedeni napon i struja suprotnih faza, odnosno da je snaga signala $p_d = i_d v_d$ negativna (generacija snage). Sa druge strane, signalna struja koja prolazi kroz opterećenje (i_0) je u fazi sa naponom, što znači da opterećenje koristi snagu $p_0 = i_0 v_0$.

S obzirom da je $v_0 = v_s$, strujno pojačanje ($A = i_0 / i_s$) je jednako pojačanju snage ($A = p_0 / p_s$). Slika 14.b pokazuje da veličina struje i_D zavisi od nagiba diodne krive u delu negativne provodnosti (g) i nagiba radne prave (G_L). Ovo dalje znači da veličina izlazne struje ($i_0 = i_s - i_d$), a time i pojačanje struje/snage, zavisi od g i G_L . Da bi se pronašla ova zavisnost polazi se od Kirhofovog zakona:

$$i_0 / A = i_d + i_0$$

u kome je struja izvora i_s izražena preko izlazne struje i pojačanja. Na osnovu Omovog zakona struje se izražavaju preko provodnosti i jedinstvenog napona $v_0 = v_d = v_s$ kao:

$$\frac{G_L}{A} v_0 = -|g|v_0 + G_L v_0$$

(kada se Omov zakon primenjuje na element sa negativnom provodnošću, mora se voditi računa o činjenici da je struja i_d u suprotnoj fazi sa naponom $v_d = v_s$). Iz prethodnog izraza dobija se sledeći izraz za pojačanje:

$$A = \frac{G_L}{G_L - |g|}$$

na osnovu kog se može se zaključiti da:

$$G_L > |g|$$

predstavlja uslov za stabilno pojačanje. Tada je:

$$p_s = -v_o i_s = -v_o^2 G_L / A < 0 \quad (\text{generisana snaga}),$$

$$p_d = v_o i_s = -|g|v_o^2 < 0 \quad (\text{generisana snaga}) \text{ i}$$

$$p_o = v_o i_o = G_L v_o^2 > 0 \quad (\text{korišćena snaga})$$

Kada je:

$$G_L < |g|$$

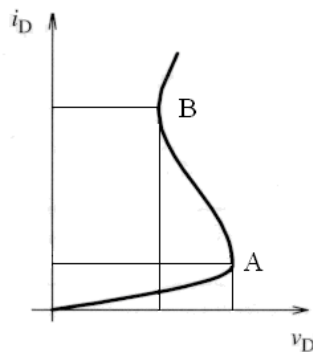
pojačanje A je negativno, a i_d i v_d invertovani. Pod ovim uslovom, izvor ulaznog signala konzumira snagu ($p_s > 0$), dok dioda sa negativnom provodnošću još uvek generiše snagu ($p_d < 0$). Ovo je situacija kada se snaga signala koju generiše dioda ne slaže sa izvorom signala. Da li je to moguće?

Da bi odgovorili na ovo pitanje, uklonimo izvor signala ($i_s = 0$), ali ne i struju polarizacije I_{BB} . Osim toga, podesimo G_L tako da bude ispunjen uslov:

$$G_L = |g|$$

U tom slučaju $A \rightarrow \infty$, što znači da nije potreban ulazni signal da bi se imala konačna struja izlaznog signala ($i_o = A i_s = \infty \times 0 = \text{konačna vrednost}$). Elektronski sistem koji generiše izlazni signal bez ulazne eksitacije naziva se *oscilator*. Uslov $G_L = |g|$ označava na slici 14.b da se radna prava poklapa sa krivom diode u delu negativne provodnosti, te da za radnu tačku ne postoji jedinstveno rešenje. Kolo je nestabilno i radna tačka osciluje zbog: (a) unutrašnjih fizičkih procesa u diodi (nerezonantni režim) ili (b) rezonantnog kola ukoliko se ono priključi (rezonantni režim).

PRIMER: Strujno-naponska karakteristika negativne otporne diode je prikazana na slici, gde su naponi i struje koji odgovaraju tačkama A i B : $v_A = 16V$ i $i_A = 200\mu A$; $v_B = 10V$ i $i_B = 60200\mu A$.



Odrediti vrednost opteretne provodnosti G_L tako da se ova dioda koristi kao oscilator.

Rešenje: Uslov oscilovanja je dat sa $G_L = |g|$. Ako pretpostavimo da između tačkaka A i B postoji linearna $i_D - v_D$ zavisnost, $|g|$ se onda može proceniti kao:

$$|g| \approx \frac{i_B - i_A}{v_A - v_B} = \frac{60200\mu A - 200\mu A}{16V - 10V} = 10 \frac{mA}{V} = 10 mS$$

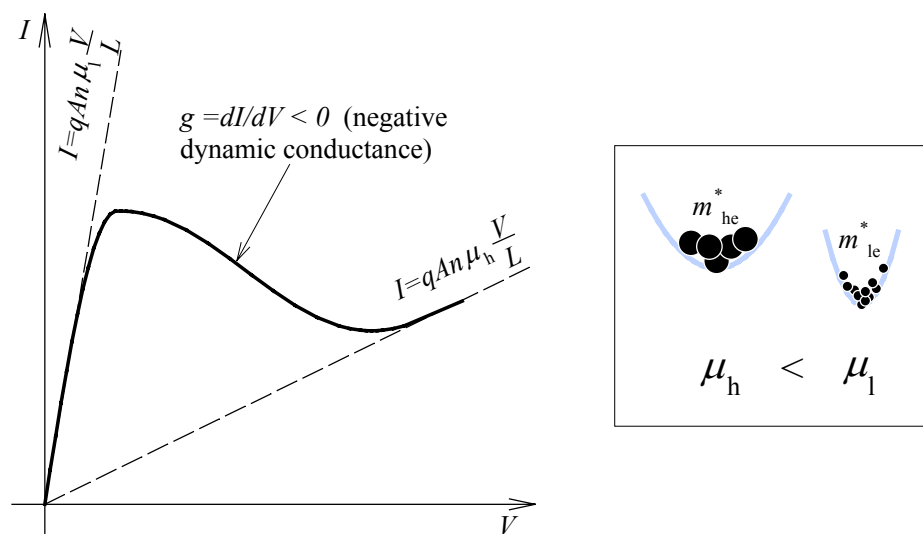
Prema tome, opteretna provodnost bi trebalo da bude $G_L = 10 mS$.

6.2 Gunn-ova dioda

Gunn-ove diode se koriste kao oscilatori i pojačavači u frekventnom opsegu od 1 do 100 GHz sa izlaznom snagom većom od 1 W. Generalno, dioda se izrađuje od

ravnog komada poluprovodnika n-tipa (ne postoji PN spoj) sa omskim kontaktima na suprotnim stranama. Gunn-ova dioda se tipično proizvodi na bazi GaAs, mada postoje i diode na bazi InP i CdTe.

Pojava negativne dinamičke otpornosti u ovakvoj jednostavnoj strukturi posledica je specifične $E - k$ zavisnosti u provodnoj zoni GaAs (slika 1) koja ima dva bliska minimuma. Elektroni na nižem minimumu imaju mnogo manju efektivnu masu (efektivna masa je obrnuto proporcionalna drugom izvodu $E - k$ zavisnosti), pa otuda imaju mnogo veću pokretljivost μ_l . Zbog činjenice da je viši $E - k$ minimum širi (drugi izvod je manji), elektroni koji su na ovom minimumu imaju veću masu (teži su), zbog čega je njihova pokretljivost manja. Pri malim naponima, tj. niskim električnim poljima unutar poluprovodnika, svi elektroni se nalaze na nižem energetsom minimumu. Njihova pokretljivost je velika, pa je provodnost $G = qAn\mu_l / L$ velika. Na slici 15 to je ilustrovano isprekidanom linijom većeg nagiba. Pri veoma velikim naponima, tj. visokim električnim poljima, većina elektrona pojačava svoju energiju tako da prelazi na viši energetski minimum. Pokretljivost ovih elektrona (μ_h) je manja, a otuda i provodnost $G = qAn\mu_h / L$ koja je na slici 15 predstavljena isprekidanom linijom manjeg nagiba. U opsegu srednjih napona, povećanje napona dovodi do transvera određenog broja elektrona iz nižeg na viši $E - k$ minimum, zbog čega se smanjuje srednja driftovska brzina elektrona (slika 2), a otuda i struja. Ovo smanjenje struje pri povećanju napona predstavlja efekat negativne dinamičke provodnosti $g = dI / dV < 0$.



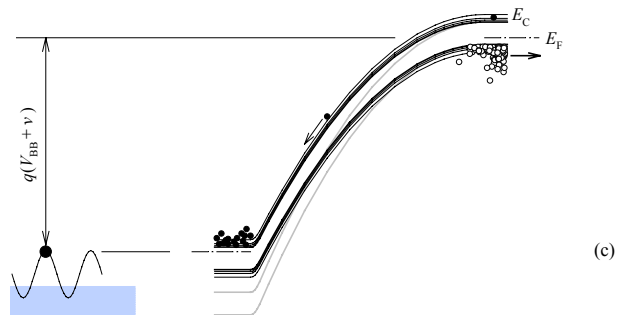
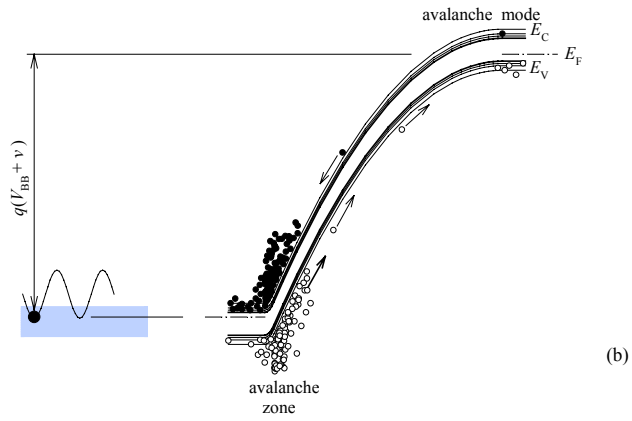
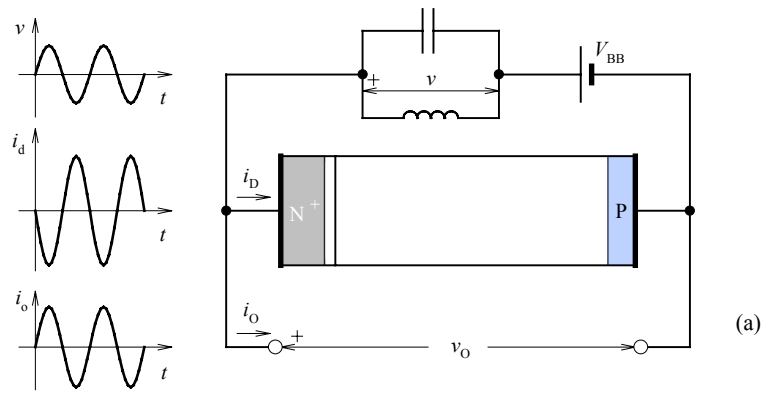
Slika 15. Ilustracija negativne dinamičke provodnosti/otpornosti usled Gunn-ovog efekta.

6.3 IMPATT dioda

IMPATT dioda može da radi na frekvencijama višim od 100 GHz i, u poređenju sa ostalim poluprovodničkim mikrotalasnim komponentama, obezbeđuje najveću kontinualnu snagu.

IMPATT dioda je rezonantna komponenta, pošto za svoj rad zahteva rezonantno kolo (slika 16.a). Po strukturi, IMPATT dioda predstavlja PIN diodu. Intrinzična (I) oblast je potpuno osiromašena i nalazi se u sendviču između jako dopirane N^+ i srednje dopirane P oblasti koje služe kao kontakti. U praktičnoj realizaciji, intrinzična

oblast može da bude i veoma slabo dopirana P oblast. Inverzna jednosmerna polarizacija V_{BB} dovodi diodu u stanje veoma blisko lavinskom proboju.

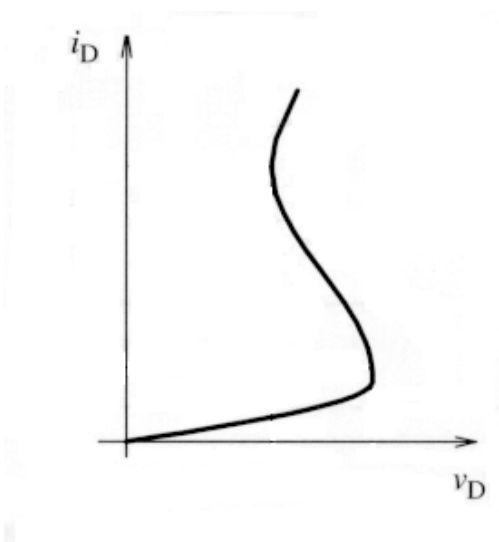


Slika 16. Princip rada IMPATT diode.

Rezonatno kolo je tako projektovano da pozitivan oscilujući napon v zajedno sa naponom polarizacije V_{BB} drži diodu u lavinskom režimu rada. Raspodela električnog polja u strukturi diode je takva da samo u uskoj oblasti oko N^+ -I spoja ono prevazilazi kritičnu vrednost za proboj. Zato se u toj oblasti generišu lavine elektrona i šupljina (slika 16.b). Elektroni se veoma brzo neutrališu pozitivnim naelektrisanjem na anodi, dok generisane šupljine počinju da driftnu kroz osiromašeni sloj prema katodi. Ako je v_d brzina drifta šupljina i L dužina uzorka, vreme potrebno da šupljine stignu do katode je $\tau = L/v_d$, i tada je katodna struja maksimalna. Ukoliko je rezonatno kolo projektovano tako da je njegova frekvencija:

$$\frac{T}{2} = \tau \Rightarrow f = \frac{v_d}{2L}$$

napon dostiže minimum kada je struja maksimalna. Napon i struja su u protivfazi, što znači da je uspostavljena negativna dinamička otpornost. $I-V$ karakteristika lavinske diode ima S oblik (slika 17), koji se razlikuje od N-oblika $I-V$ karakteristike Gunn-ove diode prikazane na slici 15. S-oblik se javlja zbog toga što su veoma mali nivoi struje povezani sa naponom u širokom opsegu od nultog do probojnog.



Slika 17. $I-V$ karakteristika IMPATT diode.

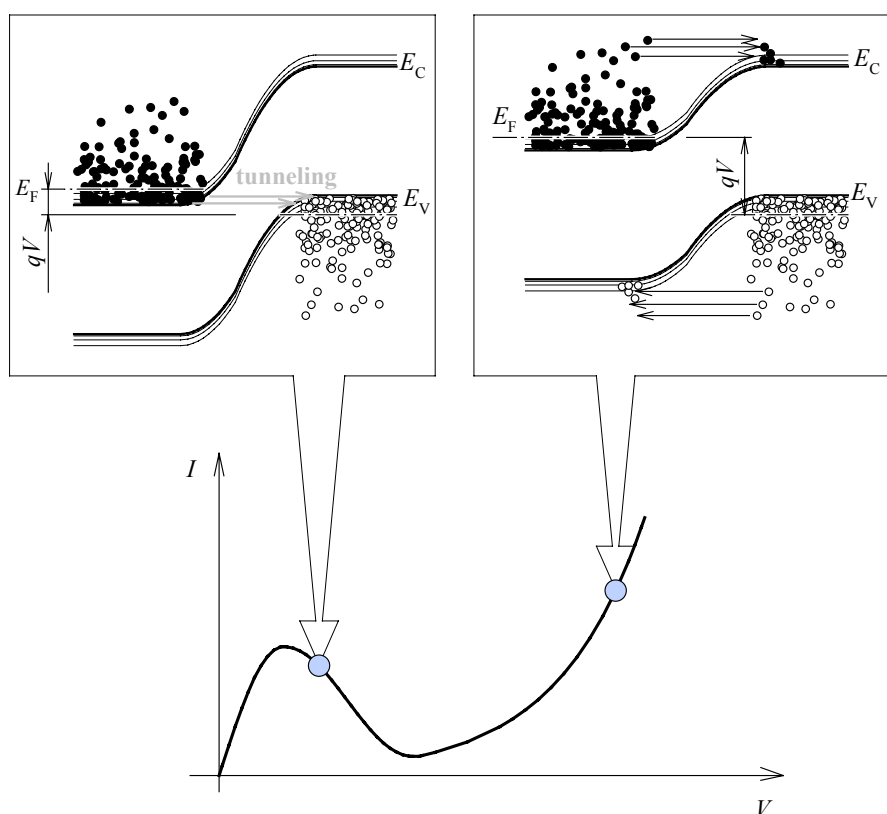
6.4 Tunelska dioda

Tunelska dioda je niskonaponska komponenta male snage koja može da se koristi kao mikrotalasni pojačavač i oscilator, mada je u primeni sve više zamenjuju druge poluprovodničke komponente. Tunelska dioda, poznata kao Esaki-jeva dioda, ima istorijski značaj zbog Nobelove nagrade koju je Esaki dobio 1958. god. za otkriće tunelskog efekta.

Tunelska dioda predstavlja PN spoj u kome su i P i N oblast dopirane visokom koncentracijom primesa (reda veličine 10^{20} cm^{-3}). Iz uslova jakog dopiranja proističu dve činjenice značajne za rad tunelske diode: (a) da se Fermijev nivo nalazi u provodnoj zoni N oblasti i valentnoj zoni P oblasti, što govori o visokim koncentracijama elektrona i šupljina u tim delovima diode; (b) da je osiromašeni sloj koji razdvaja N i P oblasti veoma uzan ($<10 \text{ nm}$). To ima za posledicu sledeće: (a) elektroni koji se nalaze na dnu provodne zone N oblasti energetski su izjednačeni sa

šupljinama u valetnoj zoni P oblasti (slika 18), i (b) širina prostora između N i P oblasti je porediva sa talasnom dužinom elektrona, zbog čega elektroni tuneluju kroz barijeru osiromašenog sloja.

Bez polarizacije dioda se nalazi u termičkoj ravnoteži. Kada se dioda direktno polariše, elektroni tuneluju iz N u P oblast zbog čega struja kroz diodu raste sa naponom. Međutim, ukoliko se direktna polarizacija i dalje povećava, pri određenom naponu struja počinje da opada, jer se smanjuje energetska preklapanje provodne zone u N oblasti i valetne zone u P oblasti. Kada energetska preklapanje zona potpuno iščezne, tunnelska struja pada na nulti nivo, a kroz komponentu teče normalna diodna struja. Nju čine elektroni (i šupljine) koji su energetska sposobni da idu iznad barijere osiromašenog sloja. Sve ovo objašnjava N oblik $I-V$ krive tunnelske diode prikazane na slici 18.



Slika 18. Princip rada tunnelske diode.