

## 7. DIODOAREN POLARIZAZIOA

---

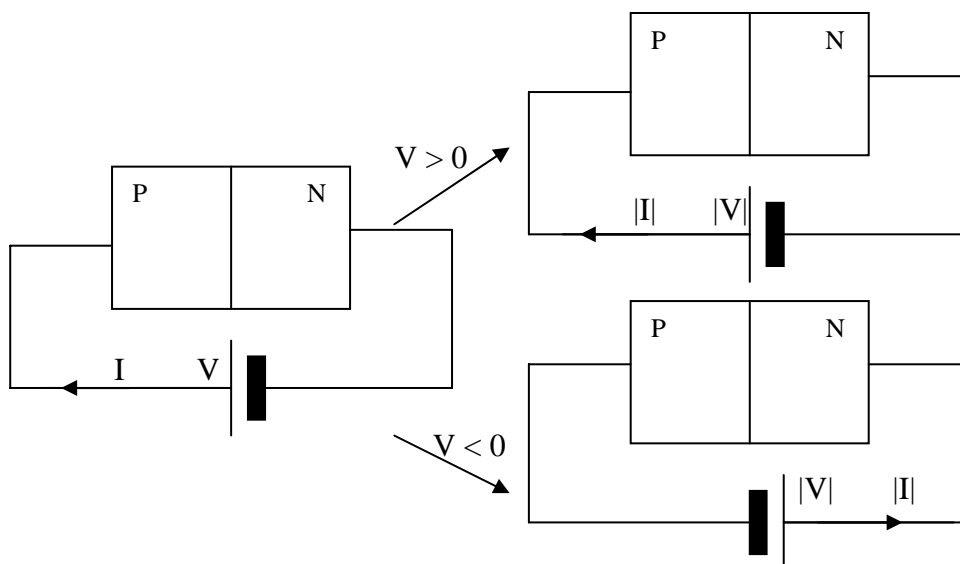
Ikasgai honetan, PN juntura polarizaziopean analizatuko dugu. Orekarekin alderatuz gero gertatzen diren aldaketen analisisan, honako puntu hauek ikusiko ditugu:

- Hasteko, polarizatzean erabiliko ditugun hitzarmenezko zeinuak, noranzkoak eta definizioak ikusiko ditugu.
- Gero, karga espazialeko eskualdea tentsioarekin nola aldatzen den analizatuko da.
- Ondoren, eskualde neutroetako eramaileen profilak eta horien tentsioarekiko menpekotasuna aurkeztuko da. Eskualde laburren eta luzeen kasu bereziak ere ebatziko dira.
- Garapena amaitzeko, korronea, profilen bidez –eta, beraz, tentsioaren funtzioan- nola adierazten den ikusiko dugu. Hau da: Shockleyren ekuazioa (I-V ezaugarri-kurba) lortu eta marraztuko dugu.
- Azkenik, ezaugarri-kurbatik abiatuz, zirkuituak ebazteko erabiltzen diren eredu matematiko sinpleak aurkeztuko dira.

## 7.1 Definizioak eta hitzartutako zeinuak

Kanpotik  $V$  tentsioa aplikatzen diogunean, juntura polarizatuta dagoela esaten dugu.

7.1 Irudian, dauden bi aukerak eta tentsioaren hitzarmenezko zeinuak aurkezten dira.



**7.1 Irudia.** Polarizazioko tentsioak eta korronteak: irizpide orokorrak (ezkerrean). Polarizazio zuzena ( $V > 0$ , goiko eskuinean) eta inbertsoa ( $V < 0$ , beheko eskuinean).

Beraz,

- Aplikatutako potentzialak p eskualdeko kontaktua n eskualdekoa baino positiboagoa egiten badu, *polarizazio zuzena* edo positiboa izango dugu.  $V > 0$ .
- Aplikatutako potentzialak p eskualdeko kontaktua n aldekoa baino negatiboagoa egiten badu, *alderantzizko polarizazioa*, inbertsoa edo negatiboa izango dugu.  $V < 0$ .

## 7.2 Eskualde dipolarraren analisia polarizaziopean

Normalean bi aurrebaldintza betetzen direla onar dezakegu:

- P eta N eskualdeetako dopaketa nahiko altua denez, eskualde neutroen eroankortasuna nahiko handia da ( $\sigma = q\mu_M M$ ). Hori dela-eta, korronte baxu edo ertainekin, bertan agertzen diren eremua ( $\varepsilon = J_{aM} / \sigma$ ) eta tentsioa ( $V_{\text{eskneutroa}} \sim I \times L_{\text{eskneutroa}} / (\sigma A)$ ) oso baxuak dira (bestela atoiko korrontea oso handia izango litzateke eta). Aintzat ez hartzeko modukoak dira, baina ez dira nuluak.

- Kontaktu metalikoak ohmikoak (*onak*) dira. Beraz, dispositiboa zeharkatzen duen korronteak oso erresistentzia txikia zeharkatzen du sartu eta irteteko. Ondorioz, kontaktuetan, tentsioa aintzat ez hartzeko modukoa da (kontaktuetako potentziala jatorrizko ukipen-potentziala da: ez da aldatzen).

Beste modu batera esanda: I korronteak, kontaktu eta eskualde neutroetan proportzionalak diren tentsioak eragiten ditu:  $I \cdot R_{\text{kontaktu}}$  eta  $I \cdot R_{\text{esk neutro}}$ , baina, erresistentziak oso baxuak direnez, tentsioak aintzat ez hartzeko modukoak izaten dira korrontea oso altua ez bada.

Beraz ohiko korronteetarako, kanpotik aplikatutako tentsioa hustutako eskualdean baino ezin da agertu. Bertan, lehenagotik genuen potentzial termodinamikoari gainjartzen zaio.

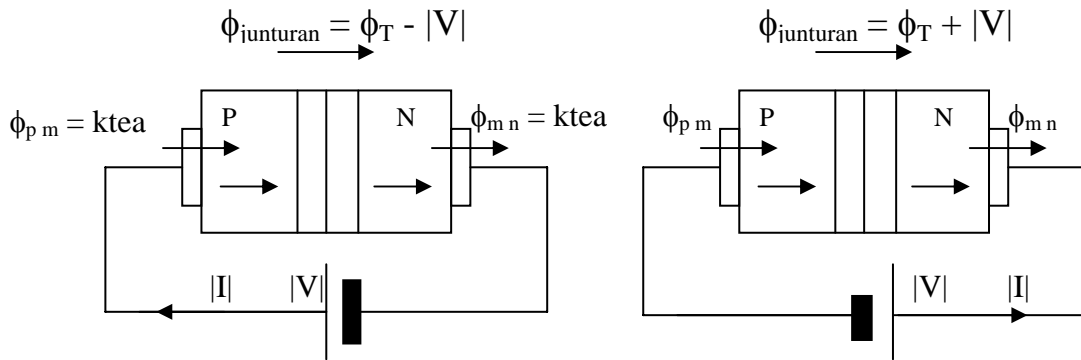
**V = 0 kasuan**,  $\phi_T - k$ , n eskualdea (katodoa) p eskualdea (anodoa) baino potentzial altuagoan zegoela esaten zigun.

**V > 0 bada**, p eskualdeak n eskualdearekiko zeukan potentzial langa V volt jaisten da (hustutako eskualdean,  $\phi_T - V$  potentziala dago). Eremua txikiagoa da eta ez du barreiapeneko korrontea guztiz ezabatzen. Beraz, elektroifluxu bat agertzen zaigu n eskualdetik p alderantz eta, paraleloan, hutsune-fluxu bat anodotik katodorantz. Elektroien karga negatiboa denez, bi korronteak p eskualdetik n eskualderantz doaz eta bien batura den korronte garbia agertzen da.

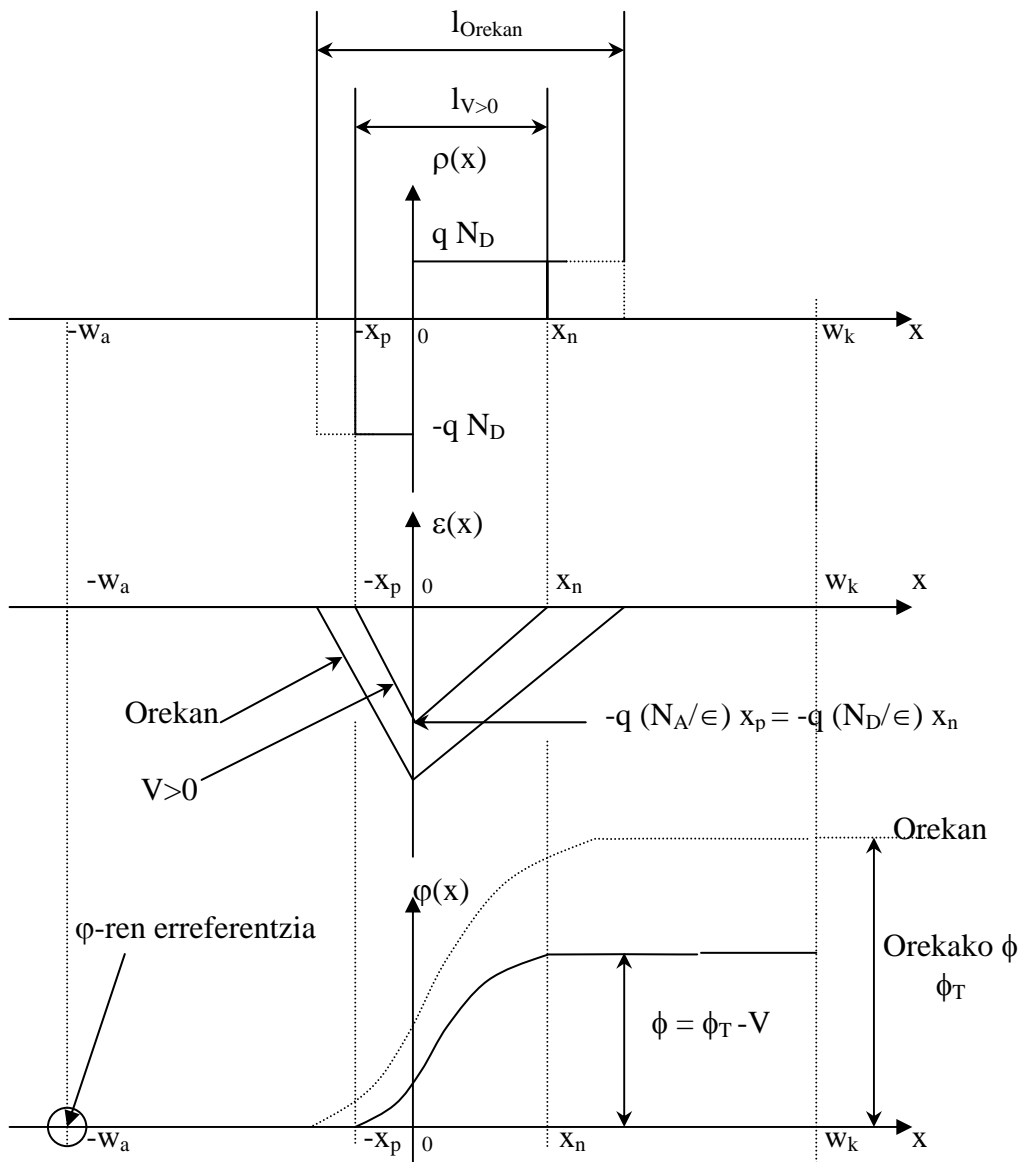
**V < 0 bada**, potentzial langa igotzen da eta eramaileek zailtasun handiagoak izango dituzte urrien diren eskualdera pasatzeko (horixe zen  $\phi_T$  -ren helburua, eta orain  $\phi_T - V > \phi_T$ ). Kasu honetan, atoiko korrontea, difusiokoa baino altuagoa da eta p eskualdetik n eskualdera elektroifluxu garbi bat doa; arrazoi bera dela-eta, paraleloan, hutsune-fluxu bat dago kontrari. Ondorioz, korronte garbi bat azaltzen da n eskualdetik p eskualdera.

Beraz, bi kasuetan, aplikatutako tentsioak korrontea eragiten du *kontrako* noranzkoan, *noranzko naturalean*. Korrontearen balioa, aldiz, ez da bi kasuetan ordena berekoa, geroago ikusiko dugunez.

Gune dipolarrean, orekan (potentzial termodinamikoa hustutako eskualdearekin erlazionatzeko) egin dugun garapen bera erabil dezakegu berriro, orain  $\phi_{\text{junturan}} = \phi_T - V$  erabiliz. Baina jadanik ez gaude oreka termodinamikoan eta korronteak ez dira nuluak izango ( $J_n \neq 0$ ,  $J_p \neq 0$ ,  $J_T \neq 0$ ).



7.2 Irudia. Junturako potentzialak eta korronteak (kanpotik aplikatzen den tentsioa normalean junturan agertzen da: korrontea oso altua ez bada)



7.3 Irudia. Juntura polarizazio positiboa aplikatzean

Hau da: Poissonen ekuaziotik abiatuz, dena era berean kalkulatu da (ikus 7.3 Irudia) eta, ondorioz, hustutako eskualdearen luzera eta potentziala erlazionatzen dituen ekuazioa baliagarria da. Oraingo formulaz agertzen den potentziala “ $\phi = \phi_T - V$ ” izango da:

$$l = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left[ \frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right] \phi} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left[ \frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right] [\phi_T - V]} = l_0 \sqrt{\frac{\phi_T - V}{\phi_T}}$$

Oharra:

Aplikaturako tentsioak, mugarik al du? Nahi dugun tentsio iturria jar dezakegunez, hustutako eskualdean  $\phi = \phi_T - V$  negatiboa izatera hel liteke? Ez. Baldintza horietan, eremu elektrikoak bere noranzkoa aldatuko luke eta difusioaren alde joko luke, eta, ondorioz, korronea ikaragarri igoko litzateke. Horrek lehen ezinezkotzat hartu dugun egoera ekarriko luke (karga espazialeko eskualdea dispositibo osoa litzateke). Ez gara, ordea, egoera horretara heltzen, korronea asko handitzean, eskualde neutroetan eta kontaktuetan erortzen diren tentsioek aintzat ez hartzeko modukoak izateari uzten diotelako.

## 7.3 Eskualde neutroen analisia, Shockleyren ekuazioa eta ezaugarri-kurba

### 7.3.1 ANALISI KUALITATIBOA

#### Polarizazio zuzena:

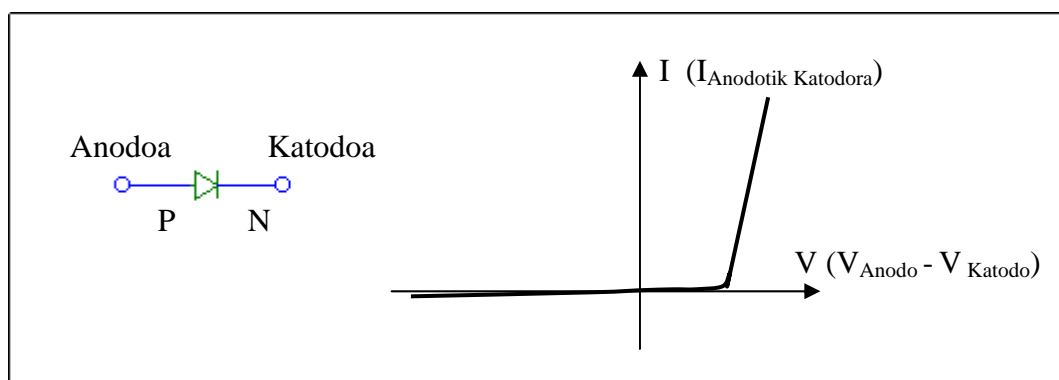
Hustutako eskualdean,  $\phi_T - |V|$  potentziala dugu (non  $|V| < \phi_T$ ). Beraz, orekarekin alderatuz gero, eremu txikiagoa eragingo du eta atoiko korroneak ez du barreiapeneko ezabatuko (gogoratu: barreiapeneko korroneak eramaileak ugarien diren puntutik urrien diren puntura daramatza). Beraz, n eskualdetik (katodotik) p eskualdera (anodora) doan elektro-fluxu garbi bat agertzen da. Paraleloan, hutsune-jarioa, anodotik, katodora doa. Fluxu horiek dakartzaten bi korroneak anodotik katodora doaz: korrone garbi bat dugu, kanpoko tentsioak agintzen duen noranzkoan.

Injektatzen diren eramaileak [elektroiak ( $n \rightarrow p$ ) eta hutsuneak ( $p \rightarrow n$ )] oso ugari dira injekzioaren jatorrizko eskualdean eta, beraz, korronea handia izan daiteke. Hustutako aldea zeharkatu ondoren, urrien diren eskualdera heltzen dira, eta beren kontzentrazioa hazi egiten da. Hortik aurrera, urrien diren eskualdean daudenez, barreiapenez jarraituko dute beren bidea (bolumenean edo kontaktuan birkonbinatu arte).

### Alderantzizko polarizazioa:

Hustutako eskualdean  $\phi_T - V = \phi_T + |V|$  potentziala dugunez, langa, orekako ( $\phi_T$ ) baino altuagoa da. Beraz, eremu handiagoa ekarriko du eta atoiko korroneak barreiapeneko korronea gainditzen du. Atoiko bi korroneak eremuaren noranzko berean doaz eta, beraz, potentzialaren langaren kontra. Hau da, n eskualdetik p eskualdera, katodotik anodora. Korronte garbi bat dugu, eta kanpoko tentsioak agintzen duen noranzkoan.

Injektatzen diren eramaileak [ $h^+$  ( $n \rightarrow p$ ) eta  $e^-$  ( $p \rightarrow n$ )] injekzioaren jatorrizko eskualdean oso urri direnez, korronea txikia izango da beti. Hustutako aldea zeharkatu ondoren, ugarien diren eskualde batera heltzen dira, eta haien mugimendua atoiz edo barreiapenez gerta daiteke.



### **7.4 Irudia.** Diodoaren ikurra eta ezaugarria

Beraz, aplikatutako tentsioa anodoan katodoan baino handiagoa bada, korronea errazten da. Alderantzizko polarizazioan, aldiz, oso korronte txikia pasatuko da. Ondo dagokio, beraz, inbutu baten antzeko ikurra izatea.

Demagun badugula korronte alferno bat. Anodotik katodora doanean, diodoak pasatzen uzten dio. Alderantziz joaten saiatzen denean, berriz, eragozten dio. Geroago ikusiko dugunez, korronte alfernoa zuzen bihurtzen du; artezten du, nolabait. Hortik etorriko zaio aplikazio ezagunenetako bat: zirkuitu zuzentzaile edo artezgailuena (aplikazio horietan erabiltzen diren diodoei “artezle” edo “zuzentzaile” deitzen zaie).

### 7.3.2 ANALISI KUANTITATIBOA

I-V kurbak zehatz-mehatz kalkulatzeko, eskualde bakoitzeko egoera-ekuazioak ebatzi beharko ditugu: eramaileen jarraitutasunaren, korronteen garraioaren eta Poissonen ekuazioak, hain zuzen ere.

Lana errazteko asmoz, hainbat hipotesi onartuko dira. Lortuko ditugun emaitzen eta diodo errearen portaeraren arteko parekotasunak garapena bermatuko du.

#### Abiatu aurretiko hipotesiak:

- P eta n eskualdeak uniformeki dopatuta daude:  $N_A = K_1$ ;  $N_D = K_2$
- Hustutako eskualdea erabat hustuta dagoenez, bertan ez dago (ia) sorrerarik ezta birkonbinaketarik ere: alde batetik bestera doazen eramaileek aukera gutxi dute beste eramaile bat bertan topatzeko eta birkonbinatzeko. Beraz, eramaileen korrontek konstanteak dira hustutako eskualde osoan zehar.
- Eskualde neutroetan, injekzio baxuan gaude (beraz  $m \ll M_0$ ,  $M \sim M_0$ ).
- Eskualde neutroetan urrien gutxi dagoenez eta eskualde horietako eremua hutsaren hurrengoa denez, ez dugu aintzat hartuko beren atoko fluxua (urrienenetarako barreiapena bakarrik hartuko dugu kontuan).
- Egoera estatikoan gaude, eta kanpoko sorrerarik gabe.

Bi eskualde horiek bakoitza bere aldetik aztertuko ditugunez, garapenean, bi  $x$  ardatz erabiliko ditugu. Aztertu behar dugun eskualdearen eta hustutako eskualdearen arteko mugan jarriko dugu bakoitzaren jatorria eta, ondorioz, kontaktuetarantz zabalduko da.

#### ANODOA, P ESKUALDEA:

Abiapuntua urrienen jarraitutasunaren ekuazioa da:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = G_n - U_n - \frac{\partial F_n(x,t)}{\partial x}$$

Baina, egoera geldikorrean gaudenez,

$$n(x,t) = n(x) \rightarrow \frac{dn(x,t)}{dt} = 0; F_n(x,t) = F_n(x).$$

Eta, kanpoko sorrerarik ez dagoenez,  $G_n = 0$ .

$$0 = 0 - U_n - \frac{\partial F_n(x)}{\partial x}$$

Hipotesien ondorioz,  $J_n(x) = J_{dn}(x) = -qF_{dn}(x) = -q(-D_n)dn_p(x)/dx = qD_n dn_p(x)/dx$

Eta, dakigunez,  $U_n = n'_p(x)/\tau_n$

$$0 = -\frac{n'_p(x)}{\tau_n} - \frac{\partial \left[ -D_n \frac{\partial n_p(x)}{\partial x} \right]}{\partial x} \Rightarrow \frac{n'_p(x)}{\tau_n} = D_n \cdot \frac{\partial^2 n_p(x)}{\partial x^2} = D_n \cdot \frac{\partial^2 n'_p(x)}{\partial x^2}$$

$$\frac{\partial^2 n'_p(x)}{\partial x^2} - \frac{n'_p(x)}{D_n \cdot \tau_n} = 0$$

[p azpi-indizea sartzen dugu eskualdea anodoa dela gogoratzeko]

$L_n^2 = D_n \cdot \tau_n$  erabiliz, honako hau da horren soluzioa:

$$n'_p(x) = A \cdot e^{x/L_n} + B \cdot e^{-x/L_n} = C \cdot Sh(x/L_n) + D \cdot Ch(x/L_n)$$

Bi mugalde-baldintza ditugu:

- Hustutako eskualdeko ertzean ( $x = 0$  puntuan), jakintzat joko dugu soberakina; hau da,  $n'_p(0)$  jakineko datua izango da.
- Anodoaren kontaktuan, ohmikoa denez, gainazaleko birkonbinaketa abiadura itzela da eta, beraz, eramaileen soberakina zero da. Anodoaren zabalera  $W_a$  bada,  $n'_p(W_a) = 0$ .

$$n'_p(0) = A + B = C \cdot Sh\left[\frac{0}{L_n}\right] + D \cdot Ch\left[\frac{0}{L_n}\right] = n'_p(0) = D \quad (\text{datua})$$

$$n'_p(W_a) = A \cdot e^{W_a/L_n} + B \cdot e^{-W_a/L_n} = C \cdot Sh\left[\frac{W_a}{L_n}\right] + D \cdot Ch\left[\frac{W_a}{L_n}\right] = 0$$

$$A = -B \cdot e^{-2W_a/L_n}$$

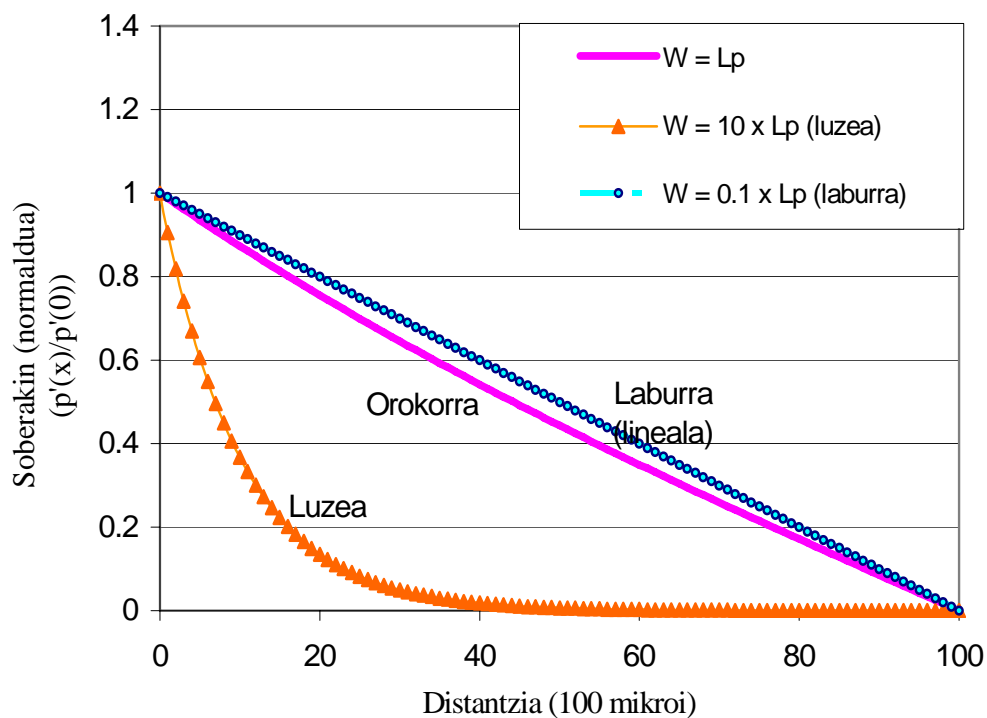
$$B \left( 1 - e^{-2W_a/L_n} \right) = n'_p(0) \Rightarrow B = \frac{n'_p(0)}{1 - e^{-2W_a/L_n}} = \frac{n'_p(0) \cdot e^{W_a/L_n}}{e^{W_a/L_n} - e^{-W_a/L_n}} = \frac{n'_p(0) \cdot e^{W_a/L_n}}{2 \cdot Sh\left(\frac{W_a}{L_n}\right)}$$

$$A = -\frac{n'_p(0) \cdot e^{-W_a/L_n}}{2 \cdot Sh\left(\frac{W_a}{L_n}\right)}; C = -D \cdot \frac{1}{Th\left[\frac{W_a}{L_n}\right]}$$



$$n'_p(x) = \frac{n'_p(0)}{2 \cdot \text{Sh}\left(\frac{W_a}{L_n}\right)} \left[ -e^{\frac{(x-W_a)}{L_n}} + e^{-\frac{(x-W_a)}{L_n}} \right] = n'_p(0) \cdot \frac{-2 \cdot \text{Sh}\left[\frac{(x-W_a)}{L_n}\right]}{2 \cdot \text{Sh}\left[\frac{W_a}{L_n}\right]}$$

$$n'_p(x) = -n'_p(0) \cdot \frac{\text{Sh}\left[\frac{(x-W_a)}{L_n}\right]}{\text{Sh}\left[\frac{W_a}{L_n}\right]} = n'_p(0) \cdot \frac{\exp\left(-\frac{x-W_a}{L_n}\right) - \exp\left(\frac{x-W_a}{L_n}\right)}{\exp\left(\frac{W_a}{L_n}\right) - \exp\left(-\frac{W_a}{L_n}\right)}$$



**7.5 Irudia.** Urrienen soberakinaren profilaren forma hiru kasutan

Beste eskualdean arrazoiketa bera eginez:

$$p'_n(x) = -p'_n(0) \cdot \text{Sh}\left[\frac{(x-W_c)}{L_p}\right] / \text{Sh}\left[\frac{W_c}{L_p}\right]$$

Eta barreiapeneko korronteak:

$$J_{dif\_n\_p\_eskualdea} = -q \cdot D_n \cdot \left( -\frac{\partial n'_p(x)}{\partial x} \right) = -\frac{qD_n n'_p(0)}{L_n \cdot Sh\left[\frac{W_a}{L_n}\right]} Ch\left[\frac{(x-W_a)}{L_n}\right]$$

$$J_{dif\_p\_n\_eskualdea} = q \cdot D_p \cdot \left( -\frac{\partial p'_n(x)}{\partial x} \right) = \frac{qD_p p'_n(0)}{L_p \cdot Sh\left[\frac{W_c}{L_p}\right]} Ch\left[\frac{(x-W_c)}{L_p}\right]$$

$$J_{osoa} = J_n + J_p$$

Korronte osoa konstantea izango da egitura osoan zehar (Kirchoff), baina haren osagaiak aldatuz joango dira. Korronte horren adierazpena honako hau izango da:

- p eskualdea:  $J_T = J_n(x) + J_p(x) = J_{dn}(x) + [J_{dp}(x) + J_{ap}(x)]$
- n eskualdea:  $J_T = J_n(x) + J_p(x) = [J_{dn}(x) + J_{an}(x)] + J_{dp}(x)$
- hustutako eskualdean,  $J_T = J_n(x) + J_p(x) = J_n(0) + J_p(0)$ , konstante mantentzen direlako; komeni zaigun (dakigun) puntuan kalkulaten ditugu: bakarrik difusioko osagaia duten lekuan. Kontuz, ordea zeinuekin.  $J(x)$  positiboa denean,  $x$  positiboetarantz doa. Bi ardatz hartu ditugunez, bakarrera pasatzerakoan, eskualde bateko korronteen zeinuak aldatu beharko ditugu. Anodotik katodorantz doan korrontea positibotzat hartzen badugu, zeinua aldatu beharko diegu anodoko korronteei.
- polarizazio zuzenean bagaude, bi eramaileen korronteak positiboak direla egizta dezakegu, lehenago modu kualitatiboan azaldu dugunez;

$$J_T = -J_n(p \text{ esk } 0) + J_p(n \text{ esk } 0), \text{ edo:}$$

$$J_T = -J_{dif\_n\_p\_eskualdean}(\text{anodoko } 0) + J_{dif\_p\_n\_eskualdean}(\text{katodoko } 0).$$

$$J_T = J_{d_{-n\_p\_esk}}(0) + J_{d_{-p\_nesk}}(0)$$

$$J_T = -\frac{qD_n n'_p(0)}{L_n \cdot \text{Sh}\left[\frac{W_a}{L_n}\right]} \text{Ch}\left[\frac{(-W_a)}{L_n}\right] - \frac{qD_p p'_n(0)}{L_p \cdot \text{Sh}\left[\frac{W_c}{L_p}\right]} \text{Ch}\left[\frac{(-W_c)}{L_p}\right]$$

$$J_T = \frac{qD_n n'_p(0)}{L_n \cdot \text{Th}\left[\frac{W_a}{L_n}\right]} + \frac{qD_p p'_n(0)}{L_p \cdot \text{Th}\left[\frac{W_c}{L_p}\right]}$$

JUNTURAKO URRIENEN SOBERAKINA:

Oreka termodinamikoan ebatzitako ekuazioa,

$$\frac{kT}{q} \cdot \text{Ln}\left[\frac{n(x_1)}{n(x_2)}\right] = \varphi(x_1) - \varphi(x_2),$$

zenbait kasutan, orekatik kanpo ere erabil daiteke (ez dugu hori frogatzerik, energi mailen teoria jakin beharko genuke eta).

$x_1$  eta  $x_2$  junturako  $n$  eta  $p$  eskualdeetako ertzak badira

$n(x_1) = n_n(0) = N_D$ ; eta  $n(x_2) = n_p(0)$ ; Gogoratu  $\varphi(x_1) - \varphi(x_2) = \phi_T - V$

$$\frac{kT}{q} \cdot \text{Ln}\left[\frac{N_D}{n_p(0)}\right] = \phi_T - V$$

$$\frac{kT}{q} \cdot \text{Ln}\left[\frac{N_D}{n_i^2 / N_A}\right] = \phi_T - 0 \quad (\text{orekan})$$

$$\frac{kT}{q} \cdot \text{Ln}\left[\frac{N_D}{n_i^2 / N_A}\right] - \frac{kT}{q} \cdot \text{Ln}\left[\frac{N_D}{n_p(0)}\right] = \phi_T - (\phi_T - V) = V$$

$$V = \frac{kT}{q} \cdot \text{Ln}\left[\frac{n_p(0)}{n_i^2 / N_A}\right] \Rightarrow n_p(0) = n_i^2 / N_A \cdot e^{V/V_T}$$

$$n'_p(0) = n_i^2 / N_A \cdot \left[ e^{V/V_T} - 1 \right] \quad \text{zeren eta } n'_p = n_p - n_p \quad (\text{orekan}) = n_p - \frac{n_i^2}{N_A}$$

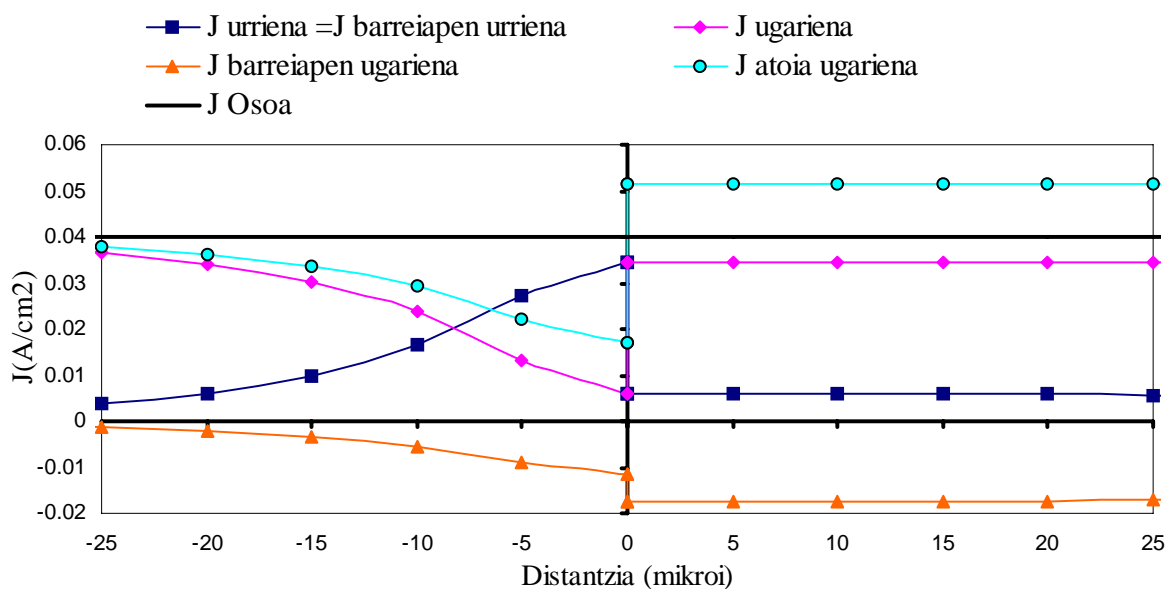
Era berean, katodoan,

$$p'_n(0) = p_n(\text{orekan}) \cdot \left[ e^{v/v_T} - 1 \right] = n_i^2 / N_D \cdot \left[ e^{v/v_T} - 1 \right]$$

Korrontea, beraz:

$$J_T = \frac{qD_n \frac{n_i^2}{N_A} (e^{v/v_T} - 1)}{L_n \cdot Th \left[ \frac{W_a}{L_n} \right]} + \frac{qD_p \frac{n_i^2}{N_D} (e^{v/v_T} - 1)}{L_p \cdot Th \left[ \frac{W_c}{L_p} \right]}$$

$$J_T = qn_i^2 \left[ \frac{D_n}{L_n \cdot Th \left[ \frac{W_a}{L_n} \right] N_A} + \frac{D_p}{L_p \cdot Th \left[ \frac{W_c}{L_p} \right] N_D} \right] \cdot (e^{v/v_T} - 1)$$



**7.6 Irudia.** Korronte-dentsitateen forma kasu jakin batean (Hustutako eskualdearen zabalera ez da aintzat hartu eta —argitasuna helburu— bakarrik adierazi dira -25 eta 25 mikroien arteko korronte-dentsitateak). Adibidearen datuak:  $D_p = 10$ ,  $D_n = 30$ ,  $n_i^2 = 10^{20}$ ,  $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ ,  $N_D = 10^{16}$ ,  $N_A = 5 \cdot 10^{16}$ ,  $L_p$  (katodo) =  $1000 \mu\text{m}$ ,  $L_n$  (anodo) =  $10 \mu\text{m}$ , Hortik,  $J_{\text{sat}} = 11.2 \text{ pA/cm}^2$ ,  $J(550\text{mV}) = 40.2 \text{ mA/cm}^2$

Prozeduraren urratsak:

1. Profilak
2. Barreiapeneko fluxuak → Urrienen fluxu eta korrante osoak
3. Korrante osoa (hustutako eskualdean, ertzetako *urrienen* korranteak erabiliz)
4. Nahi izanez gero, ugarienen atoiko osagaia (eta eremua) kenketaren bidez

### 7.3.3 SHOCKLEYREN EKUAZIOA

Ikusten denez, aplikaturiko tentsioa bakarrik esponentzian agertzen da eta, beraz, diodoaren I-V ezaugarria oso era trinkoan adieraz dezakegu honako formula honetaz:

$$J_T = J_{sat} \cdot (e^{V/V_T} - 1)$$

Horixe da, hain zuzen ere, Shockleyren ekuazioa, non materialaren eta geometriaren eragin osoa  $J_{sat}$  asetarako korrantean laburbiltzen baita:

$$J_{sat} = J_{satp} + J_{satn} = (*) = \frac{qn_i^2 D_n}{L_n \cdot Th \left[ \frac{W_a}{L_n} \right] N_A} + \frac{qn_i^2 D_p}{L_p \cdot Th \left[ \frac{W_c}{L_p} \right] N_D}$$

(gogoratu: kontaktuak ohmikoak direnean bakarrik)

Zer esaten digu Shockleyren ekuazioak?

- Polarizazio zuzenean, eta  $V > V_T = 25.9 \text{ mV}$  denean, korrantea esponentzialki hazten da (anodetik katodora doa, lehen esan bezala). Esan dezakegu ia edozein korranteri uzten diola pasatzen (tentsio txikia aplikatuz gero).
- Alderantzizko polarizazioan, eta  $V < -V_T$  bada, korrantea ia konstante mantentzen da eta haren balioa  $-J_{sat}$  da (oso konstante txikia da).

Beraz, ikusten dugu artezgailu gisa funtzionatzen duela, eta korrantearen noranzkoa anodetik katodorantz behartzen duela.

Diodo horretatik pasatzen den korrrontea taula gisa adierazita:

$$I_{\text{sat}} = 11.2 \text{ pA/cm}^2 \cdot 1 \text{ cm}^2; \phi_T = 731 \text{ mV}$$

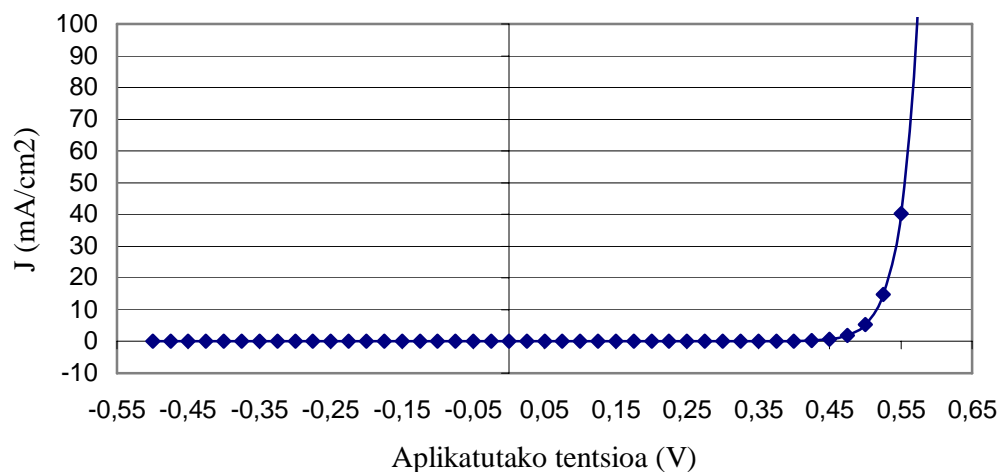
$V_D(\text{V})$	0	-0.05	-0.1	-0.5	-1	-5	-10	-50	-100
$I_D$	0	-9.7 pA	-11 pA	-11.2 pA	-11.2 pA	-11.2 pA	-11.2 pA	-11.2 pA	-11.2 pA

$V_D(\text{V})$	0	0.05	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
$I_D$	0	71 pA	33.3 nA	1.8 $\mu\text{A}$	99.6 $\mu\text{A}$	5.4 mA	0.3 A	16 A	884 A

$V = 0.8\text{V}$ -eko tentsioarentzat taulan adierazi dena ez da baliagarria, zeren eta hain korronte altuarekin eskualde neutroetan eta kontaktuetan erortzen den tentsioa ez baita arbuigarria. Horrek azaltzen du  $\phi = \phi_T - V_{\text{Juntura}}$  negatiboa ez izatea,

$$V_{\text{Juntura}} = V_{\text{osoa}} - V_{\text{esk neutro, kontaktu}} = V_{\text{osoa}} - I \cdot R_{\text{esk neutro, kontaktu}} < V_{\text{osoa}} \text{ da-eta.}$$

Ekuazioaren adierazpen grafikoa, diodoaren ezaugarri-kurba izango da:

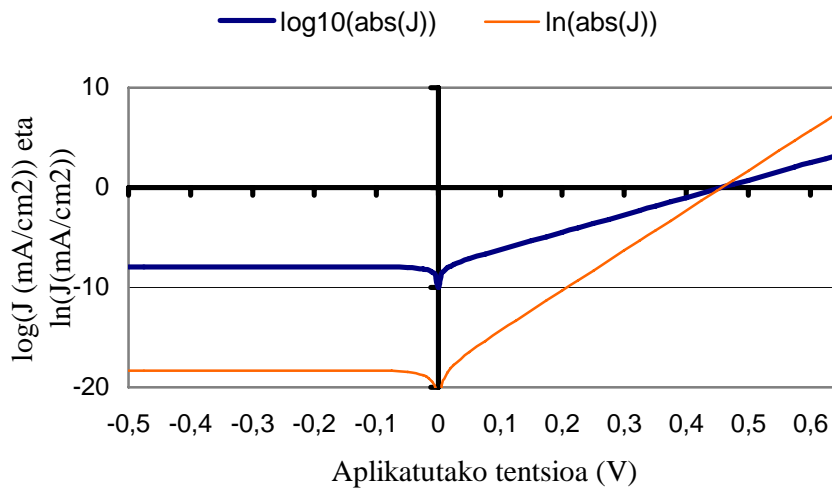


### 7.7 Irudia. Diodoaren ezaugarri-kurba ( $J_{\text{sat}} = 11.2 \text{ pA/cm}^2$ )

Askotan, korrontearen menpekotasun esponentziala dela-eta, esanguratsuagoa izaten da kurba erdilogaritmikoetan.

$$\text{Izan ere, } V \gg 25 \text{ mV bada, } \ln(I/I_{\text{sat}}) \sim V/V_T$$

$$\rightarrow \ln(I) \sim V/V_T + \ln(I_{\text{sat}}) \rightarrow \text{malda} = 1/V_T$$



7.8 Irudia. Aurreko diodoaren ezaugarri-kurba erdilogaritmikoetan

#### 7.3.4 ASETASUNeko KORRONTEAREN ESANAHIA

Asetasuneko korronea, alderantzizko polarizazio indartsuetan agertzen den korronea da.

$$J_{sat\_esk1} = qm_{esk1\_orekan} D_m \frac{1}{L_m Th(W_{esk1} / L_m)} \cdot \frac{\tau_m}{\tau_m} = q \frac{m_{orekan}}{\tau_m} \frac{L_m}{Th(W_{esk1} / L_m)}$$

$J_{sat} = q \cdot \text{sorrera/birkonbinaketa termikoa orekan} \times \text{luzera eraginkorra}$

Polarizazio inbertsoak eramaileak urrien diren eskualdetik ateratzen ditu, junturako bestaldera pasatzeko. Beraz, abiapuntuan ez dago eramaile askorik, sorrera termikoak ekoizten dituenak bakarrik (sorrera termikoak oreka edo orekatik kanpo kopuru bera ekoizten du:  $N_A$  ezpurutasun-kontzentrazioa badugu,  $n_i^2/N_A/\tau$ ).

$I_{sat} = A J_{sat} = q \times \text{sorrera termikoa} \times (A \times \text{luzera eraginkorra})$

Sortzen diren urrien guztietatik ( $qm_{orekan}/\tau AW$ ), biltzen den kopuru pasatzen da bestaldera  $[qm_{orekan}/\tau AW] \cdot [L/W/Th(W/L)]$ .

### 7.3.5 KASU BEREZIAK

#### DIODO ASIMETRIKOAK:

Demagun  $N_A \gg N_D$  dela.

$$J_{sat} = \frac{qn_i^2 D_n}{L_n \cdot Th \left[ \frac{W_a}{L_n} \right] N_A} + \frac{qn_i^2 D_p}{L_p \cdot Th \left[ \frac{W_c}{L_p} \right] N_D} \approx \frac{qn_i^2 D_p}{L_p \cdot Th \left[ \frac{W_c}{L_p} \right] N_D}$$

Beraz, **dopaketak oso ezberdinak direnean**, diodoaren portaera, dopaketa txikiagoa duen eskualdeak menperatzen du (gogoratu: azken formula hori erabiltzeko, kontaktuek ohmikoak izan behar dute).

#### OSO LUZEAK DIREN ESQUALDEEN ASETASUNEN KORRONTEA:

Demagun,  $W_A \gg L_n$ ; hau da, anodoa luzea dela.

$$J_{satanodoa} = \frac{qn_i^2 D_n}{L_n \cdot Th \left[ \frac{W_a}{L_n} \right] N_A} \approx \left\langle \frac{W_a}{L_n} \gg 1; Th \left[ \frac{W_a}{L_n} \right] \rightarrow 1 \right\rangle \approx \frac{qn_i^2 D_n}{L_n N_A}$$

$$J_{satanodoa} \approx \frac{qn_i^2 D_n}{L_n N_A} \quad \text{eta} \quad J_{satanodoa} \approx \frac{qn_i^2 D_n}{L_n N_A} \cdot \frac{\tau_n}{\tau_n} = \frac{qn_i^2}{N_A} \cdot \frac{L_n}{\tau_n}$$

Beraz, luzera fisikoak baino, barreiapeneko luzerak agintzen du.

(eta kasu horretan, nahiz eta jatorrian bakarrik kontaktu ohmikoekin ebatzi, horiek infinituan daudenez, kontaktu mota guztietarako balio du)

#### OSO LABURRAK DIREN ESQUALDEEN ASETASUNEN KORRONTEA:

Demagun (kontaktu ohmikoen kasuan)  $W_A \ll L_n$ ; hau da, anodoa laburra dela.

$$J_{satanodoa} = \frac{qn_i^2 D_n}{L_n \cdot Th \left[ \frac{W_a}{L_n} \right] N_A} \approx \left\langle \frac{W_a}{L_n} \rightarrow 0; Th \left( \frac{W_a}{L_n} \right) \rightarrow \frac{W_a}{L_n} \right\rangle \approx \frac{qn_i^2 D_n}{L_n \frac{W_a}{L_n} N_A}$$

$$J_{satanodoa} \approx \frac{qn_i^2 D_n}{W_a N_A}$$

Kasu horretan, difusio luzerak ez du eraginik: luzera fisikoak agintzen du.

(bakarrik kontaktuak ohmikoak direnean aplika daiteke azken formula hau)



Azken kasu hori ebazteko, badago beste bide azkarrago bat: anodoa oso laburra baldin bada, ez da ia birkonbinaketarik gertatuko ( $\tau_n$  infinitutzat jo daiteke)

$$\frac{\partial^2 n'_p(x)}{\partial x^2} - \frac{n'_p(x)}{D_n \cdot \tau_n} = 0 \Rightarrow (U_n = 0 \text{ hurbilketa}) \Rightarrow \frac{\partial^2 n'_p(x)}{\partial x^2} \approx 0$$

$$n'_p(x) = Ax + B$$

$$n'_p(0) = B = n'_p(0) \quad (\text{junturako soberakina dakigu})$$

$$n'_p(W_a) = AW_a + B = 0 \quad (\text{kontaktuan ez dago soberakinik})$$

$$A = -B/W_a$$

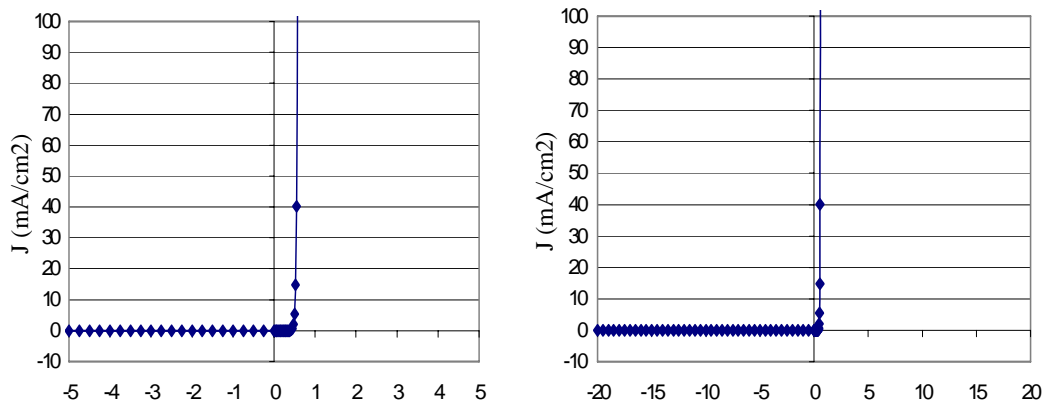
$$n'_p(x) = -B/W_a \cdot x + B = B \cdot \left(1 - \frac{x}{W_a}\right) = n'_p(0) \cdot \left(1 - \frac{x}{W_a}\right)$$

$$J_{anodoa} = -J_{d_{n_{anodoan}}}(0) = -\left[ -qD_n \cdot \left(-\frac{dn'_p(x)}{dx}\right) \right]_{x=0} = -qD_n \frac{n'_p(0)}{-W_a}$$

$$J_{anodoa} = qD_n \frac{n_i^2/N_A \cdot \left(e^{\frac{v}{VT}} - 1\right)}{W_a} = \frac{qD_n n_i^2}{W_a N_A} \cdot \left(e^{\frac{v}{VT}} - 1\right) \Rightarrow J_{sat\_anodo\_laburra} = \frac{qD_n n_i^2}{W_a N_A}$$

## 7.4 Seinale handiko ereduak: zirkuitu-eredu ideala eta beste hurbilketa batzuk

Shockleyren ekuazioaren adierazpen grafikoan eskala/tentsio handiagoetan lan eginez, 7.9 Irudiko kurbak lortzen ditugu.



### 7.9 Irudia. Diodoaren ezaugarria tentsio handien ikuspuntutik

Beraz, lehenengo hurbilketan tentsio txikiak aintzat ez hartzeko modukoak iruditzen bazaizkigu (tentsio handiekin lan egiten badugu), bitan bana dezakegu diodoaren portaera zirkuituaren ikuspuntutik idealizatuz:

1. Diodoa zuzenean dagoenean,  $v_D = 0$  eta  $i_D$  korronteak edozein balio positibo har dezake  $\rightarrow$  diodoaren erresistentzia hutsa da eta zirkuitulabur baten papera betetzen du. Alegia, ON egoeran dagoen etengailuarena egiten du.

$$0 < I_D < \infty, V_D \sim +0 \text{ V (positiboa)}$$

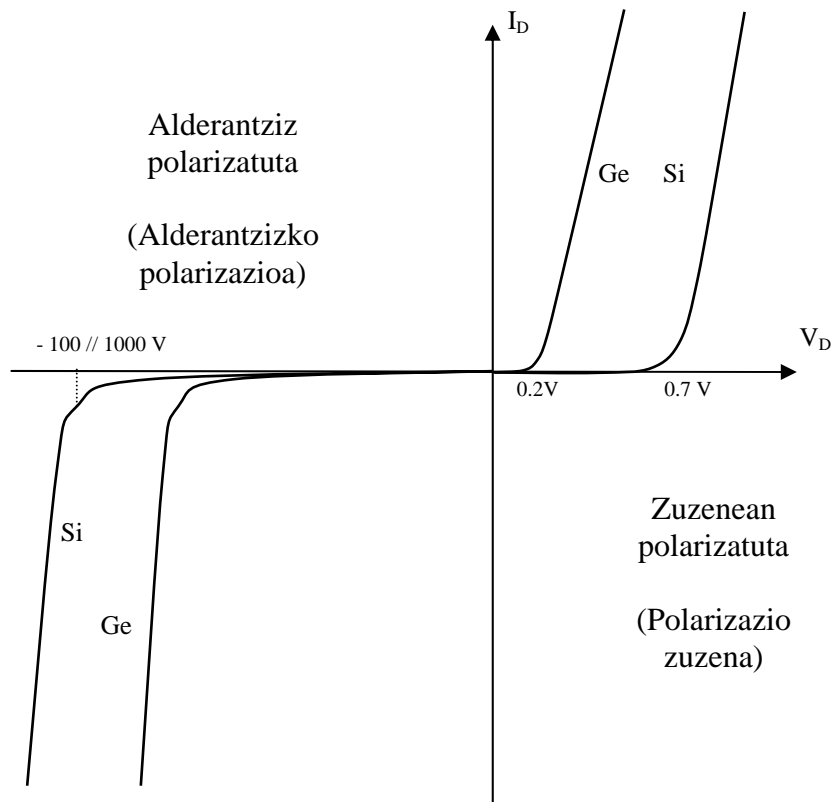
2. Alderantzizko polarizazioan, berriz,  $i_D = 0$  eta  $v_D$  tentsioak edozein balio negatibo har dezake  $\rightarrow$  kasu horretan, haren zirkuitu baliokidea erresistentzia infinitu bat edo zirkuitu ireki bat da. OFF egoeran dagoen etengailua.

$$I_D \sim 0 \text{ (negatiboa)}, -\infty < V_D < 0$$

Horixe izango da diodo idealaren eredu (edo diodoaren eredu ideala). Beraz, dispositibo binarioa da, bi egoera posible besterik ez dituelako: ON/OFF.



### 7.10 Irudia. Diodoaren eredurik sinpleena: ON (zuzenean) OFF (ezkerrean)

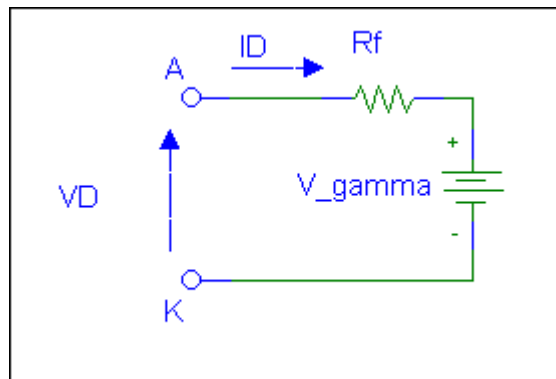
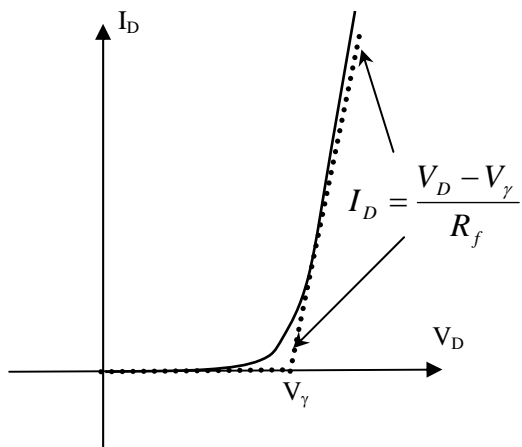


### 7.11 Irudia. Diodoen ezaugarri erreala

Errealitatean, berriz, korrante nabaria lortzeko,  $V_\gamma$  tentsioa aplikatu behar da gutxienez. Tentsio horretatik aurrera, korrantea azkar hazten da, baina hazkundearen malda ez da infinitua (nahiz eta oso handia izan).

$V_\gamma$  tentsioak ukondoko, atariko edo eroapenean jartzeko tentsioa du izena. Siliziozko diodoetan,  $V_\gamma = 0.5-0.7$  volt izaten da; germaniozkoetan, berriz, 0.2 volt ingurukoa.

$V < V_\gamma$  baldin bada diodoa OFF-ean dagoela esango dugu: praktikoki alderantzizko polarizaziopean dagoela esan daiteke nahiz eta,  $V_\gamma > V > 0$  tartean, zehatzak izan nahi badugu, zuzenean egon.

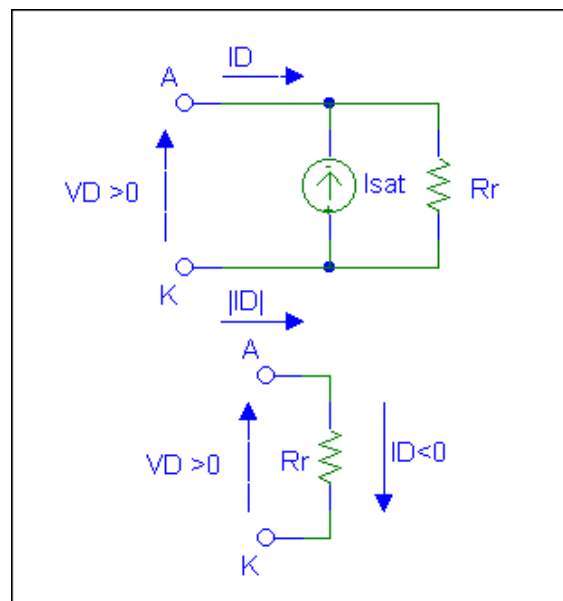
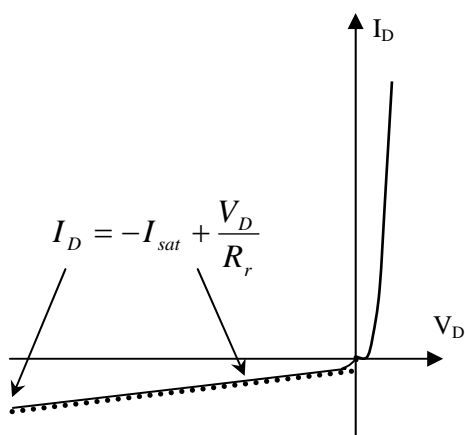


**7.12 Irudia.** Diodoaren eredu linealdua polarizazio zuzenean

Diodoaren ezaugarri-kurba errealak, bi zuzenez hurbil dezakegu (7.12 Irudia). Bi zuzen horiek,  $V_\gamma$  balioko tentsio-sorgailua eta  $R_f$  erresistentzia dituen zirkuituaren ezaugarria da, hain zuzen ere. Siliziozko diodoen kasuan,  $5\Omega < R_f < 50\Omega$ . Honek diodoari aplikatutako tentsioa  $V_\gamma$  baino handiagoa den kasuan bakarrik balio digu.

ON egoeran— eroapeneko egoeran—, “ $V_\gamma$  tentsio-sorgailua +  $R_f$ ” zirkuituaz adieraz dezakegu diodo errealak.

[Oharra:  $R_f$  ez da, zehazki, diodoaren serieko erresistentzia (eskualde neutroen eta kontaktuen erresistentzia), diodoaren ezaugarri esponentziala bi zuzenez berreraikitzeko erabili den erresistentzia baizik; diodoaren erresistentzia fisikoa seriean legoke eta txikiagoa litzateke].



**7.13 Irudia.** Diodoaren eredu linealdua polarizazio inbertsoan

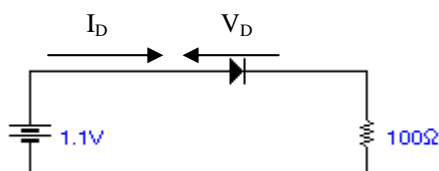
OFF egoeraren, zuzen baten bidez hurbil dezakegu etenaldiaren ezaugarria (7.13 Irudia). Zuzena jatorritik pasatzen da eta haren malda  $1/R_r$  da,  $R_r$  erresistentziaren ezaugarriarekin bat datorrela. Horregatik, OFF egoeran,  $R_r$  erresistentziaz ordezkatu dezakegu diodoa.  $R_r$  nahiko handia denez (ehunka ohmekoa), infinitutzat hartzen dugu askotan eta OFF egoera zirkuitu ireki batez adierazten dugu. Zehaztasun handiagoa behar izanez gero,  $I_s$  sorgailua gehi dezakegu, asetasuneko korronea adierazteko.

[Oharra:  $R_r$  erresistentziaren benetako esanahia ez da asetasuneko korronearena – horren adierazlea sorgailua litzateke- ihes korrone batena baizik.]

Eredu horeik seinale handiekin lan egiterakoan bakarrik balioko digute (hau da,  $V > V_\gamma$  denean); esaterako, artzergailuetan. Aplikatutako tentsioak txikiak direnean (mV gutxi batzuetakoak), Shockleyren ekuazio osoa erabili behar dugu.

## 7.5 Zirkuituen ebazpena: karga-zuzena (estatikoan)

### 7.5.1 ZIRKUITUAK EBAZTEA EREDU OSOAK ERABILIZ



### 7.14 Irudia. Diodo, erresistentzia eta bateria bana dituen zirkuitu sinplea

A) Analitikoki ( $I_{sat}$  erabiliz)

$$1.1 \text{ V} = I \cdot 100 + V_D; \quad (\text{zirkuituak ematen digun ekuazioa})$$

Ekuazio hori zuzen bati dagokio eta berdina da diodoaren ordezkari beste osagai orokor edo karga bat sartuta. Hori dela-eta, **karga-zuzen** deitzen diogu.

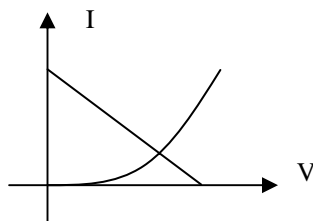
$$I = I_{sat} \cdot [\exp(V_D/25.9 \text{ mV}) - 1] \quad (\text{diodoak ematen digun ekuazioa})$$

Eta ekuazio-sistema ebatzi besterik ez dugu egin behar.

Ekuazio-sistema ez-lineala denez, iteratzea edo beste baliabide matematikoren bat erabiliko dugu.

B) Grafikoki (karga-zuzena eta diodoaren ezaugarria marraztuz)

Ekuzio-sistema grafikoki adierazita:



**7.15 Irudia.** Polarizazioaren ebazpen grafikoa

Soluzioa bidegurutzea izango da.

**7.5.2 ZIRKUITUAK EBAZTEA EREDU LINEALAK ERABILIZ**

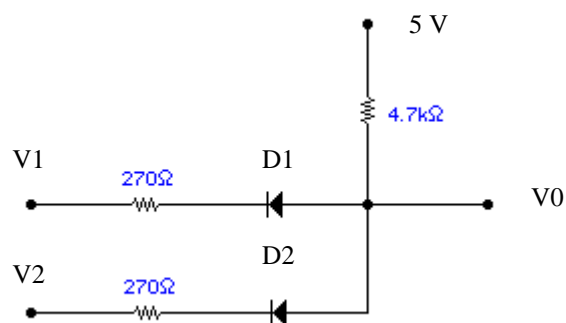
Aurreko prozedura erabiltzeak soluzio zehatzera garamatza, baina, bi diodo edo gehiago badaude, problema matematikoa zailtzen da eta nahiko emaitza hurbila lor daiteke eredu sinpleagoa erabiliz.

Seinale handiko ereduaren ezaugarriak ( $V_\gamma$ ,  $R_f$ ,  $I_s$ ,  $R_r$ ) jakinda, honako hau litzateke hainbat diodo dituen zirkuitua ebazteko bide bat:

- Diodo bakoitzerako, egoera igarri edo —hobeto— egoera posible guztiak planteatu (ON/OFF).
- Konbinaketa bakoitzerako (n diodo badaude,  $2^n$  konbinatze egongo dira), diodoak beren zirkuitu baliokideez ordezkatu.
- Kasu bakoitzean geratzen den sarea ebatzi (Kirchoffen legeak erabiliz).
- Aurreko hipotesiak betetzen ote diren egiaztatu. Hau da, diodo baten egoera ON zela esan eta korronea kontrako noranzkoan badao, konbinatze hori ez dugu ontzat emango.

Konbinatze bakoitzak (sarrerako seinalearen) balio tarte batean balioko digu eta tarteka eman beharko dugu soluzioa, azkenean, sarrerako aukera guztiak kontuan hartuko ditugu eta soluzioaren jarraitutasuna egiaztatuko dugu.

ADIBIDEZ:



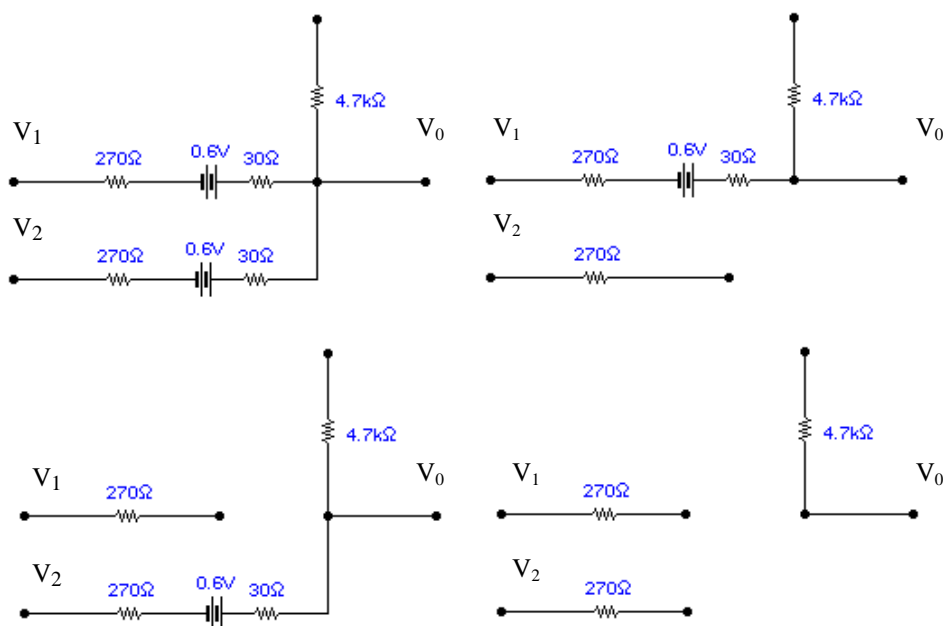
7.16 Irudia. Bi diodo dituen zirkuitua

Datuak:  $V_\gamma = 0.6\text{ V}$ ,  $R_f = 30\ \Omega$ ;  $I_s = 0$ ;  $R_r = \infty\ \Omega$ .

Kalkulatu  $v_o$ :

- $v_1 = v_2 = 5\text{ V}$  direnean.
- $v_1 = 5\text{ V}$ ;  $v_2 = 0\text{ V}$  direnean.
- $v_1 = v_2 = 0\text{ V}$  direnean.

Lau aukera ditugu egoera bakoitzean:



7.17 Irudia. Polarizazio bakoitzaren lau aukerak

- a) Lehenengo kasuan ( $v_1 = v_2 = 5 \text{ V}$ ), bakarrik laugarren konbinatzeak balio digu (zuzenean jo ditugun diodoetan, korrontea kontrako noranzkoan –katodotik anodorantz- joango litzatekeelako). Beraz, korrontea zero dira eta  $V_0 = 5\text{V}$ .
- b) Bigarren kasuan,  $D_1$  etenik dago eta  $D_2$ , ON egoeran (3. konbinaketa),  $V_0 = 0.86 \text{ V}$  dela eta diodotik pasatzen den korrontea  $+0.88 \text{ mA}$  dela.  $V_{D1} = -5 + 0.86 = -4.14 < 0.6$ . [Egoera bat ontzat emateak beste guztiak gaitzestea dakar, baina komeni da kasu bakoitza aztertzea eta haren ezinezkotasuna frogatzea]
- c) Azken kasuan, bi diodoek eroaten dute (beraz, lehen konbinatzea da balekoa), Irteerako tentsioa  $0.75 \text{ V}$  da eta  $I = 0.9 \text{ mA}$ .  $V_{D1} = V_{D2} = 0.63 > 0.6$ . Beste konbinatzeetan, OFF egoeran zegoela pentsatu dugun diodoan (edo bietan),  $V_D > 0.6\text{V}$  eta, beraz, ez dira zuzenak.