

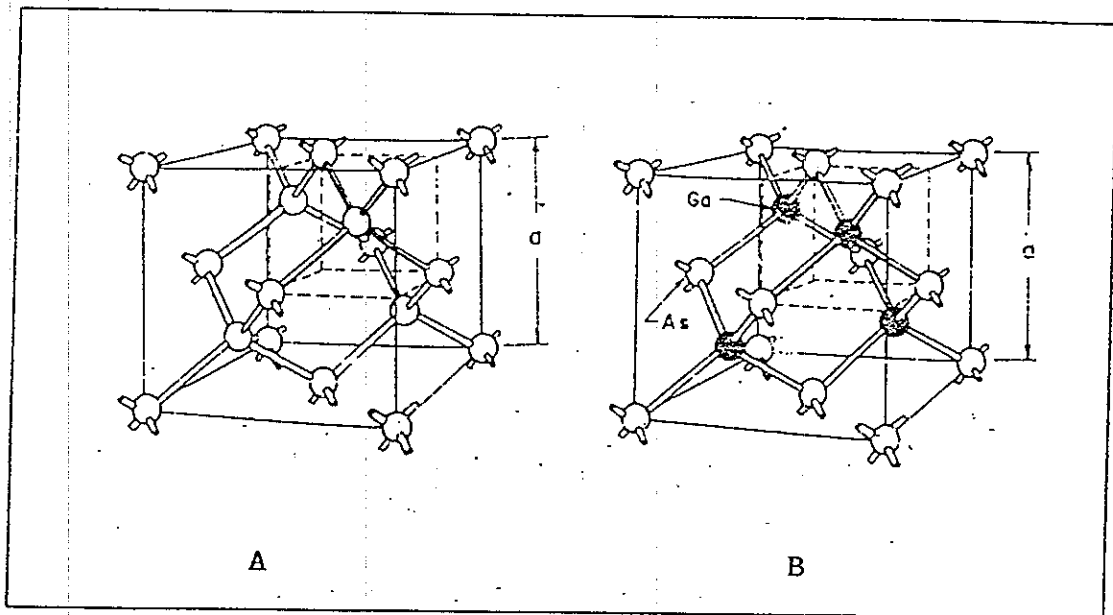
BAB II

DASAR TEORI

II.1. Struktur Kristal

Zat padat terdiri dari atom-atom, ion-ion dan molekul-molekul yang letaknya berdekatan dan gaya pengikatnya merupakan penyebab perbedaan sifat dari berbagai jenis zat padat. Sebagian besar zat padat berbentuk kristal dengan atom-atom, ion-ion dan molekul-molekul pembentuk tersusun menjadi pola tiga dimensional yang teratur dan terulang (Sze.MS,1969). Bagian terkecil dari kristal tersebut adalah sel primitip yang merupakan sebuah kubus dan mengisi seluruh ruang dalam kristal bila satu sama lainnya tersusun secara teratur.

Pada gambar (2.1) terlihat terdapat 14 atom, masing-masing terletak pada salah satu puncak kubus-kubus kecil sedang 4 atom terletak di tengah-tengah kubus besar. Jika atom-atom yang terletak ditengah-tengah kubus besar sama dengan atom-atom yang terletak pada sisi kubus, maka dikatakan kristal mempunyai struktur intan. Contoh dari stuktur ini adalah Si, Ge, C dsb. Jika macamnya lain disebut dengan struktur Zinc-Blinde, contohnya GeAs, InSb, GaP, InAs dsb (Sze.MS,1969) .

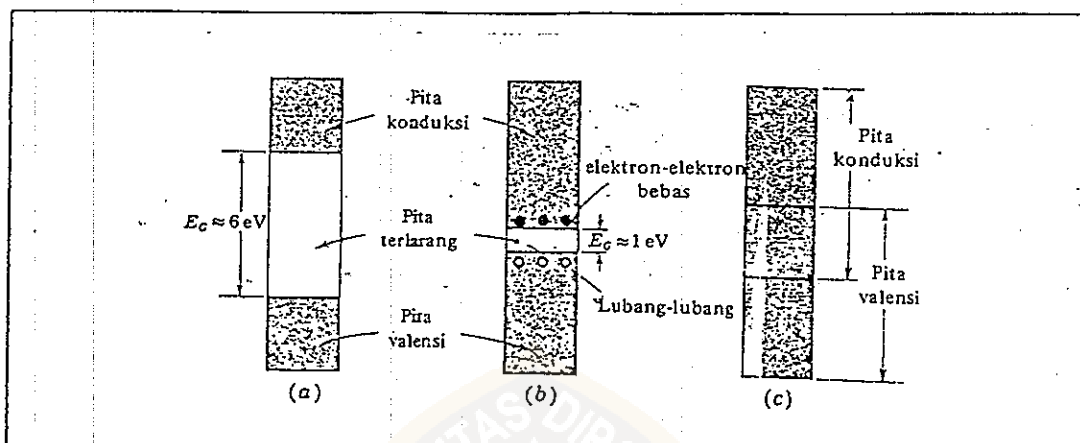


Gambar 2.1 Struktur bangun zat-padat (Sze, MS, 1969)
 (a) Struktur Intan (b) struktur Zinc-Blende

II.2. Teori Pita Zat Padat

Atom-atom dalam hampir semua zat padat, baik logam maupun non logam terletak sangat berdekatan sehingga elektron-elektron valensiya membentuk sistem tunggal menjadi milik bersama dari seluruh atom-atom dalam kristal. Akan tetapi prinsip eksklusi Pauli harus tetap di patuhi oleh sistem elektron yang terisolasi untuk membentuk zat padat tersebut. Oleh karena itu keadaan energi elektron-elektron terluar sedikit berubah karena terdapat interaksi dan mengakibatkan terjadinya pita energi dalam zat padat. Pita energi ini dipisahkan oleh suatu daerah yang elektron tidak dapat melintasinya.

Daerah ini disebut daerah terlarang atau pita terlarang. Pita energi yang terdapat diatas daerah terlarang disebut pita konduksi sedang pita energi yang terdapat dibawah pita terlarang disebut pita valensi.



Gambar 2.2 Pita Energi (a) Isolator (b) Semikonduktor (c) logam (Millman, J, 1986)

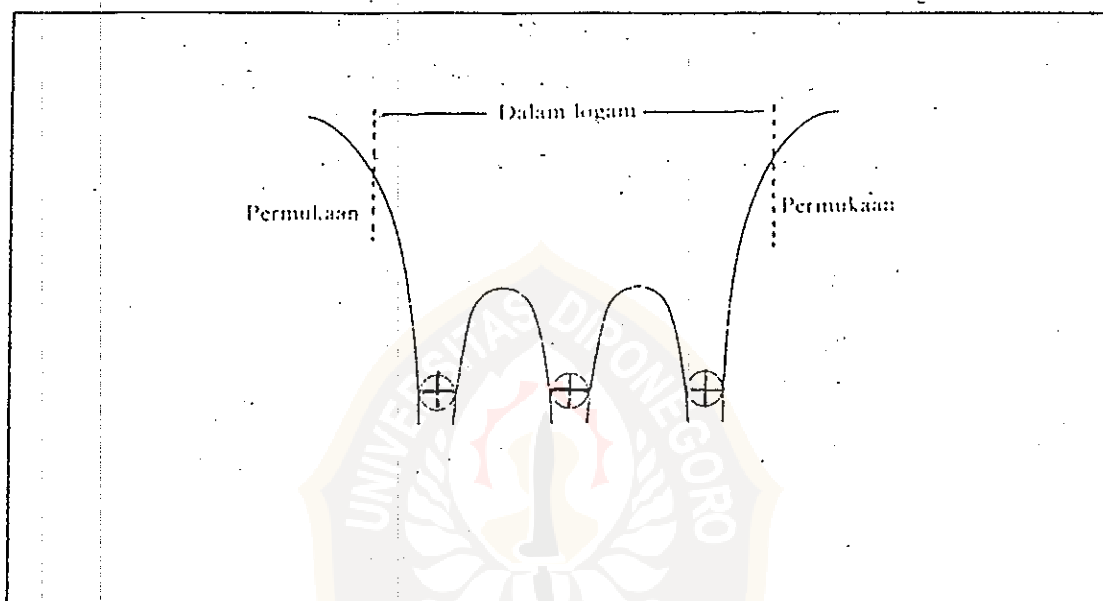
II.3. Ikatan Elektron Dalam Zat Padat

Sifat-sifat elektron dalam zat padat ditentukan oleh tegangan yang disebabkan oleh keadaan dari ikatan antar atom yang tersusun (Rio.SR,1982).

II.3.1. Logam

Pada ikatan logam tiap atom saling memberikan satu elektronnya untuk ikatan. Gaya tarik dari inti sedemikian lemah sehingga elektron yang membuat ikatan dapat bergerak bebas diseluruh tempat pada permukaan logam tersebut (Rio.SR,1982).

Meskipun elektron dapat bergerak bebas, akan tetapi elektron tersebut tak boleh keluar dari logam. Distribusi tegangan dapat disederhanakan dengan menganggap bahwa di dalam logam tegangannya nol dan memberikan tegangan barrier yang tak berhingga besarnya (Rio.SR,1982).

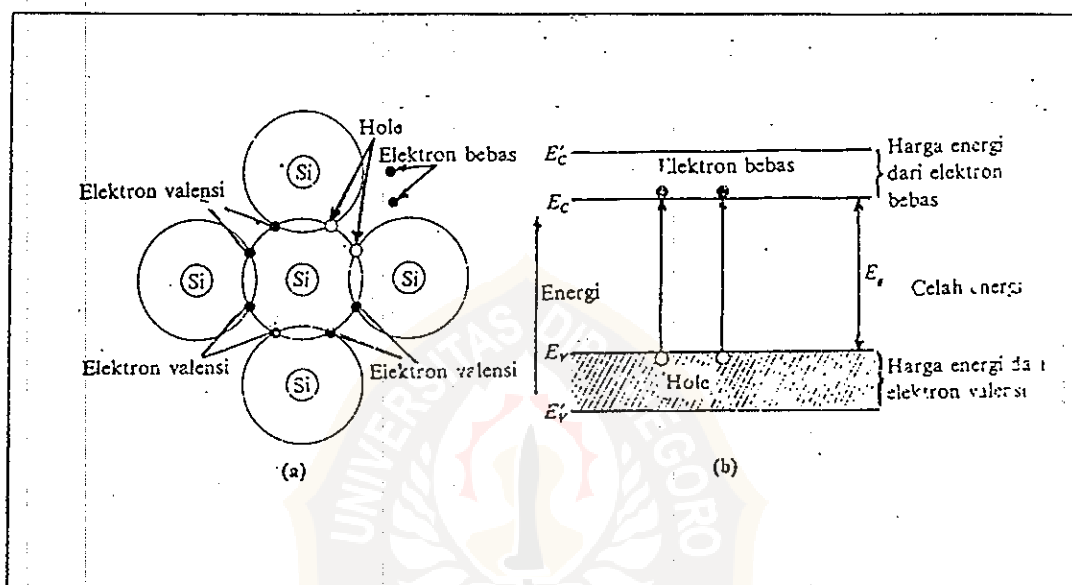


Gambar 2.3 model logam (Rio.SR,1982)

II.3.2. Isolator Dan Semikonduktor

Ikatan pembentuk semikonduktor dan isolator adalah ikatan kovalen dari elektron-elektron valensinya. Dalam semikonduktor dan isolator elektron valensi tak dapat bergerak bebas. Mereka harus dalam keadaan tak terikat

untuk menghantarkan arus listrik. Dengan kata lain elektron valensi harus menerima energi dari luar guna mengatasi energi yang membatasinya untuk bebas. Hubungan energi ikat dan energi elektron diperlihatkan dalam gambar (2.4) (Rio.SR,1982).



Gambar 2.4 (a) Elektron dlm zat padat (b) Pita energi dan energi dari elektron (Rio.SR,1982)

E_v adalah energi elektron valensi, sedangkan E_c energi elektron konduksi. Maka secara matematis dapat dituliskan $E_g = E_c - E_v$. Daerah energi antara E_v dan E_v' mengandung sejumlah elektron valensi dan tak ada level energi tanpa elektron. Jika elektron menerima cukup energi, maka ia akan bergerak dari pita valensi ke pita konduksi. dengan melintasi pita terlarang.

II.4.Masa Efektif

Apabila sebuah gaya luar (F) tidak bergantung waktu bekerja pada sebuah elektron pada benda padat mengakibatkan elektron tersebut berpindah dalam jarak Δr , maka energi elektron akan naik sebesar $\Delta \mathcal{E} = F \cdot \Delta r$. sedang laju perubahan $\Delta \mathcal{E}$ terhadap waktu diberikan sebagai

$$\frac{\Delta \mathcal{E}}{\Delta t} = F \frac{\Delta r}{\Delta t} = F \bar{v} \quad (2.1)$$

karena \mathcal{E} adalah fungsi dari bilangan gelombang maka perubahan \mathcal{E} karena E dianggap berpokok pada perubahan k terhadap waktu. Dengan k adalah bilangan gelombang. Maka

$$\frac{\Delta \mathcal{E}}{\Delta k} \frac{\Delta k}{\Delta t} = F \bar{v} \quad (2.2)$$

dalam mekanika kuantum dirumuskan besarnya

$$\bar{v} = \frac{\Delta \omega}{\Delta k} = \frac{1}{\hbar} \frac{d \bar{E}}{dk} \quad (2.3)$$

dengan $E = \hbar \omega$, ω adalah fasa gelombang, dan $\hbar = h/2\pi$ dengan h adalah tetapan Plank. Maka

$$\frac{d \bar{E}}{dk} \frac{dk}{dt} = \frac{1}{\hbar} F \frac{d \bar{E}}{dk} \quad (2.4)$$

atau

$$\frac{dk}{dt} = \frac{1}{\hbar} F \quad (2.5)$$

persamaan ini menunjukkan perubahan jumlah gelombang terhadap waktu dibandingkan dengan gaya luar F . Sekarang kita tinjau persamaan (2.3) terhadap waktu maka akan didapatkan

$$\frac{d\bar{\nu}}{dt} = \frac{1}{h} \frac{d}{dt} \frac{d\bar{E}}{dk} = \frac{1}{h} \frac{dk}{dt} \frac{d^2 \bar{E}}{dk^2} \quad (2.6)$$

maka dari persamaan (2.4) dan (2.6) didapatkan

$$\frac{d\bar{\nu}}{dt} = \frac{1}{h} F \frac{d^2 \bar{E}}{dk^2}$$

atau

$$F = \frac{d\bar{\nu}}{dt} \frac{h^2}{d^2 \bar{E} / dk^2} \quad (2.7)$$

berdasarkan hukum Newton II, yang menyatakan perkalian percepatan $d\nu/dt$ dengan masa menghasilkan gaya. Maka dapat dianggap adanya masa ekuivalen m^* pada persamaan (2.7) tersebut yaitu

$$m^* = \frac{h^2}{d^2 \bar{E} / dk^2} \quad (2.8)$$

yang disebut sebagai masa efektif dari elektron dalam benda padat.

II.5. Energi Gap

Energi yang diperlukan oleh elektron untuk melewati pita terlarang atau untuk 'pergi' dari pita valensi tertinggi menuju ke pita konduksi terendah disebut dengan energi gap (E_g) suatu bahan semikonduktor. Dari penelitian yang telah dilakukan energi gap merupakan fungsi suhu yang di rumuskan sebagai (Millman.J,1966).

$$E_g = E_g(0) - \beta T \quad (2.9)$$

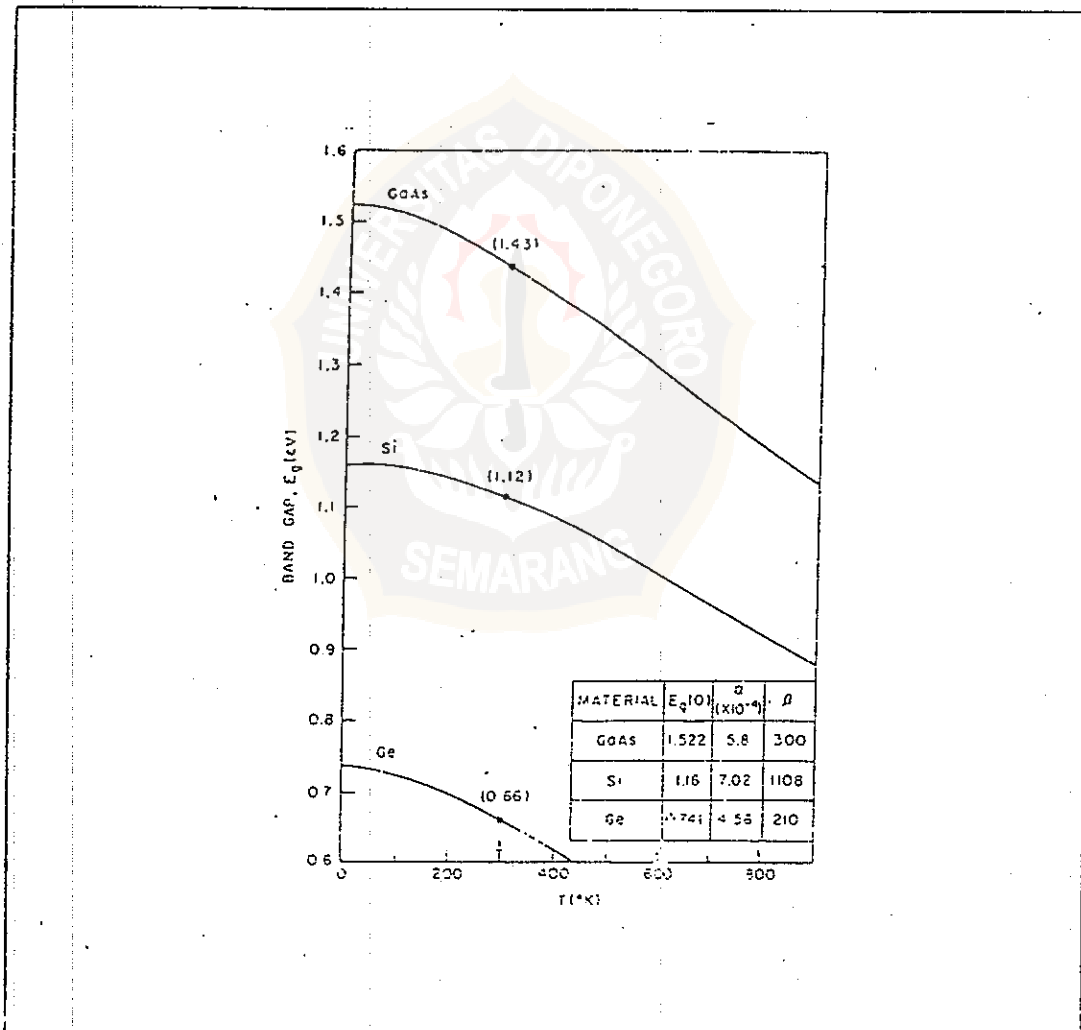
dengan :

$E_g(T)$ = Energi gap bahan semikonduktor pada saat $T^{\circ}K$
(dalam eV)

$E_g(0)$ = Energi gap bahan semikonduktor pada saat $0^{\circ}K$
(dalam eV)

β = Suatu tetapan bahan semikonduktor (eV/ $^{\circ}K$)

Grafik besar energi gap suatu bahan semikonduktor terhadap kenaikan suhu di perlihatkan pada gambar (2.5) di bawah.



Gambar 2.5. grafik energi gap suatu semikonduktor terhadap suhu (Sze. MS, 1969).

II.6. Konsentrasi Pembawa Muatan Listrik Pada Semikonduktor

II.6.1. Semikonduktor Intrinsik

Bahan-bahan semikonduktor murni yang paling penting dan praktis adalah Silikon dan Germanium yang mempunyai nilai energi gap (E_g) berturut-turut 0,785 eV dan 1.210 eV pada 0°K. Energi sebesar ini biasanya tak dapat diperoleh dari medan listrik yang diterapkan. Oleh karena itu pita valensi tetap penuh dan pita konduksi tetap kosong, sehingga bahan-bahan itu bersifat sebagai isolator pada suhu rendah. Bahan seperti ini disebut sebagai Semikonduktor Intrinsik (murni) (millman.J,1986).

Pada semikonduktor Intrinsik kemungkinan ditempatinya elektron pada pita konduksi adalah (Sze.MS,1969):

$$n = \int_{E_c}^{E_c'} N(E)F(E) dE \quad (2.10)$$

dengan :

$N(E)$ = Jumlah keadaan elektron persatuan energi

E_c = Energi pita konduksi terendah

E_c' = Energi pita konduksi teratas

Jumlah keadaan elektron persatuan energi merupakan pendekatan dari kerapatan elektron pada pita konduksi

terendah yang dituliskan sebagai (Sze.MS,1969).

$$N(E) = N_c \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} \frac{(E-E_c)^{1/2}}{h^3} (M_n^*)^{3/2} \quad (2.11)$$

N_c adalah nilai pita konduksi terendah M_n^* adalah kerapatan masa efektif elektron. $F(E)$ merupakan fungsi distribusi Fermi-Dirac dituliskan sebagai (Sze.MS,1969).

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)} \quad (2.12)$$

k adalah konstanta Boltzman, T merupakan suhu absolut dan E_F merupakan energi Fermi. Jika persamaan (2.10) diatas diintegrasikan, maka akan diperoleh (Sze.MS,1969).

$$n = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2}\left(\frac{E_F-E_c}{kT}\right) \quad (2.13)$$

N_c adalah konsentrasi kerapatan efektif pada pita konduksi yang dituliskan sebagai (Sze.MS,1969).

$$N_c \equiv 2 \left(\frac{2\pi M_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} M_c \quad (2.14)$$

Jika level Fermi beberapa kT dibawah E_c dalam suatu semikonduktor maka integralnya mendekati $\frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-\eta}$ dengan $F_{1/2}(\eta)$ adalah integral Fermi-Dirac. Maka persamaan (2.10) menjadi (Sze.MS,1969).

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c-E_F}{kT}\right) \quad (2.15)$$

dengan cara yang sama akan kita dapatkan kerapatan efektif lubang didekat pita valensi tertinggi sebagai berikut (Sze.MS,1969).

$$p = N_v \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{E_c - E_F}{kT} \right) \quad (2.16)$$

N_v adalah kerapatan efektif dalam pita valensi dan dituliskan sebagai (Sze.MS,1969).

$$N_v \equiv 2 \left[\frac{M_p^*}{2\pi} \frac{p}{h^2} \frac{kT}{kT} \right]^{3/2} \quad (2.17)$$

M_p^* adalah masa efektif lubang pada pita valensi. Maka konsentrasi lubang pada pita valensi merupakan perkalian konsentrasi keadaan pada pita valensi dengan $e^{(E_v - E_f)/kT}$ dan N_v (Sze.MS,1969).

$$p = N_v \exp \left[- \frac{E - E_F}{kT} \right] \quad (2.18)$$

Untuk semikonduktor intrinsik pada suhu tertentu elektron akan tereksitasi dari pita valensi menuju ke pita konduksi. Kepergian elektron ini akan meninggalkan lubang pada pita valensi sebanyak jumlah elektron yang meninggalkannya. Untuk selanjutnya elektron dan lubang ini dalam semikonduktor disebut dengan konsentrasi intrinsik semikonduktor $n = p = n_i$. Level fermi untuk semikonduktor intrinsik dituliskan sebagai (Sze.MS,1969).

$$E_F = E_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}$$

$$= \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \left(\frac{M_p^*}{M_n^*} \right) \quad (2.19)$$

sehingga konsentrasi intrinsik suatu semikonduktor di dapat dari persamaan (2.15) (2.18) dan (2.19) dan di tuliskan sebagai (Sze.MS,1969).

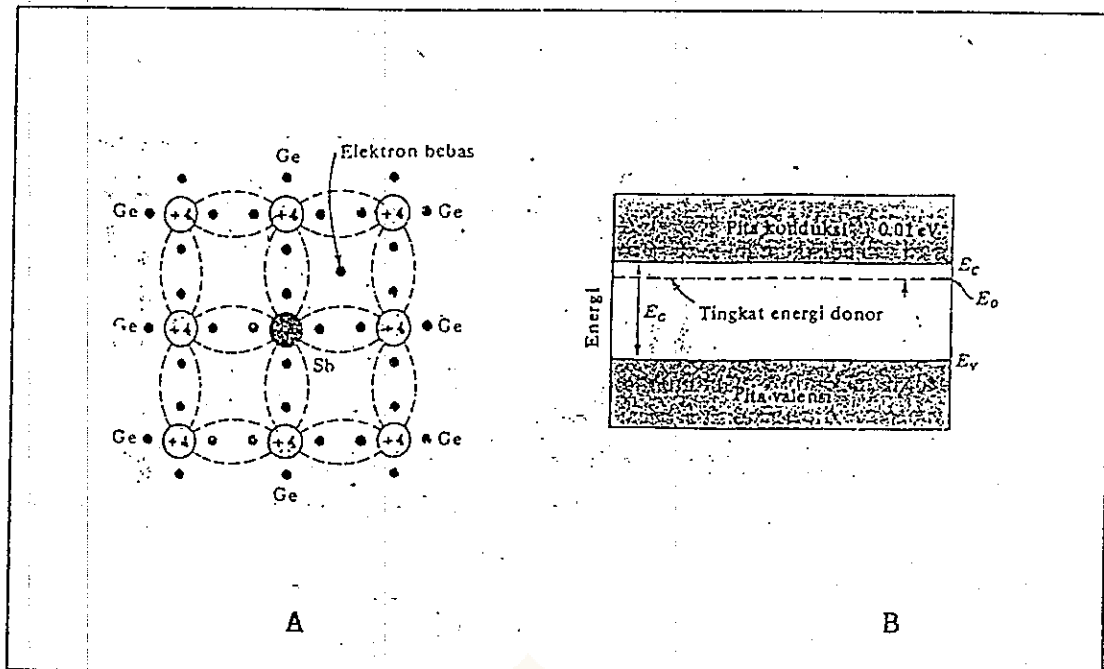
$$\begin{aligned} n_p &= n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g/kT) \\ n_i &= \sqrt{N_c N_v} e^{-E_g/2kT} \\ &= 4,9 \times 10^{15} \left(\frac{M_n^* M_p^*}{m_0^2} \right)^{3/4} T^{3/2} e^{-E_g/2kT} \\ \text{maka } n_i^2 &= \left(4,9 \times 10^{15} \right)^2 \left(\frac{M_n^* M_p^*}{m_0^2} \right)^{3/2} T^3 e^{-E_g/kT} \\ A_0 &= \left(4,9 \times 10^{15} \right)^2 \left(\frac{M_n^* M_p^*}{m_0^2} \right)^{3/2} \\ n_i^2 &= A_0 T^3 e^{-E_g/kT} \quad (2.20) \end{aligned}$$

II.6.2.Semikonduktor Ekstrinsik

Apabila pada semikonduktor intrinsik misal silikon ataupun germanium ditambahkan atom-atom bervalensi tiga atau lima maka akan terbentuk semikonduktor tak murni atau semikonduktor ekstrinsik.

II.6.2.1.Donor-Donor

Apabila atom-atom tak murnian mempunyai lima elektron valensi, maka atom-atom tersebut akan menggeser beberapa atom semikonduktor dari kisi-kisi kristal. Seperti terlihat pada gambar (2.6) dibawah(Millman.J,1986)



Gambar 2.6 (A) Kristal Germanium dgn satu ikatan patah
(B) Pita energi donor (Millman, J, 1986)

Empat dari lima elektron valensi akan mengisi ikatan kovalen dan yang kelima akan terlepas dan dapat digunakan sebagai pembawa arus. Energi yang digunakan untuk melepaskan elektron kelima adalah 0,10 eV untuk germanium dan 0,05 eV untuk silikon (Millman, J, 1986).

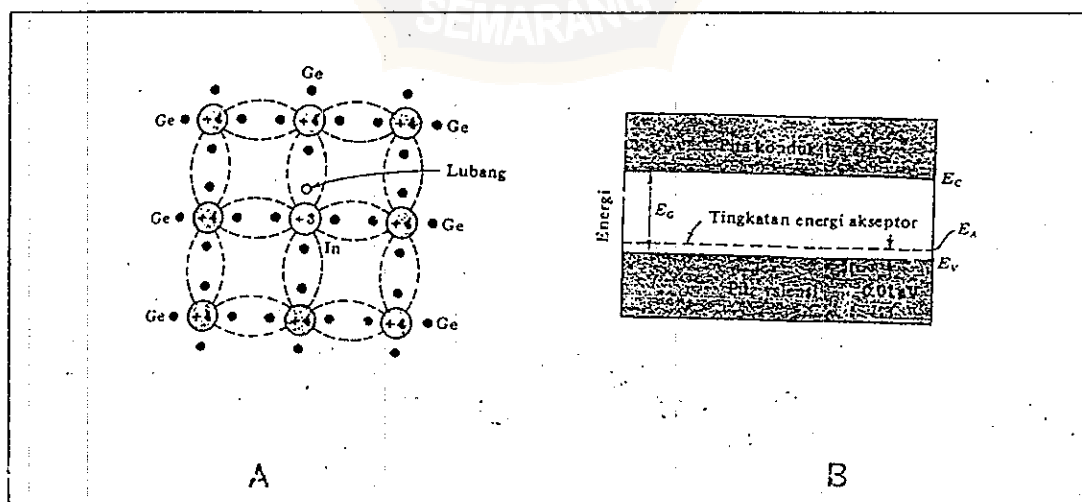
Tak murnian ini akan memberikan kelebihan elektron sebagai pembawa muatan negatif oleh karena itu dikenal sebagai tak murnian donor atau tipe-n. Untuk tak murnian seperti ini biasanya sering dipakai antimurnian Sb, Fosfor dan Arsenikum.

Apabila tak murnian ditambahkan pada suatu semikonduktor level-level energi yang diperkenankan akan berada sedikit dibawah pita pita konduksi, seperti terlihat

pada gambar (2.6B) diatas. Level-level energi baru yang diperkenalkan merupakan level energi yang diskrit oleh karena itu letak atom tak murnian saling berjauhan dalam kristal, sehingga interaksi antara mereka sangat kecil. Oleh karena itu dalam temperatur kamar hampir semua elektron yang kelima dari donor masuk ke pita konduksi.

II.6.2.2. Akseptor

Apabila tak murnian trivalen (valensi tiga) di tambahkan pada semikonduktor intrinsik maka hanya tiga ikatan kovalen yang diisi, sedang kekosongan terjadi pada ikatan keempat membentuk lubang. Tak murnian seperti itu menyediakan pembawa muatan positif karena itu menciptakan lubang dan menerima elektron. Oleh karena itu tak murnian seperti ini dikenal sebagai akseptor atau tak murnian tipe-p. Apabila tak murnian akseptor di tambahkan pada semikonduktor intrinsik maka akan terbentuk level energi yang diperbolehkan yang letaknya sedikit dibawah pita valensi seperti pada gambar (2.7) di bawah



Gambar 2.7 (A) Kisi-kisi kristal Germanium dengan satu atom digeser oleh atom trivalen
(B) Pita energi akseptor (Millman, J, 1986)

II.7. Hukum Aksi Masa

Dari uraian di muka telah dibahas bahwa penambahan takmurnian tipe-n akan mengurangi banyaknya lubang, demikian pula sebaliknya pemberian takmurnian tipe-p akan menurunkan rapat elektron bebas dibawah konsentrasi elektron dalam semikonduktor intrinsik. Analisis teoritis membuktikan bahwa perkalian dari rapat muatan negatif yang bebas dan muatan positif dalam kesetimbangan termal merupakan suatu tetapan dan tidak tergantung pada banyaknya donor ataupun akseptor yang dimasukkan. Hubungan ini lebih dikenal dengan hukum Aksi Masa (Millman.J,1986).

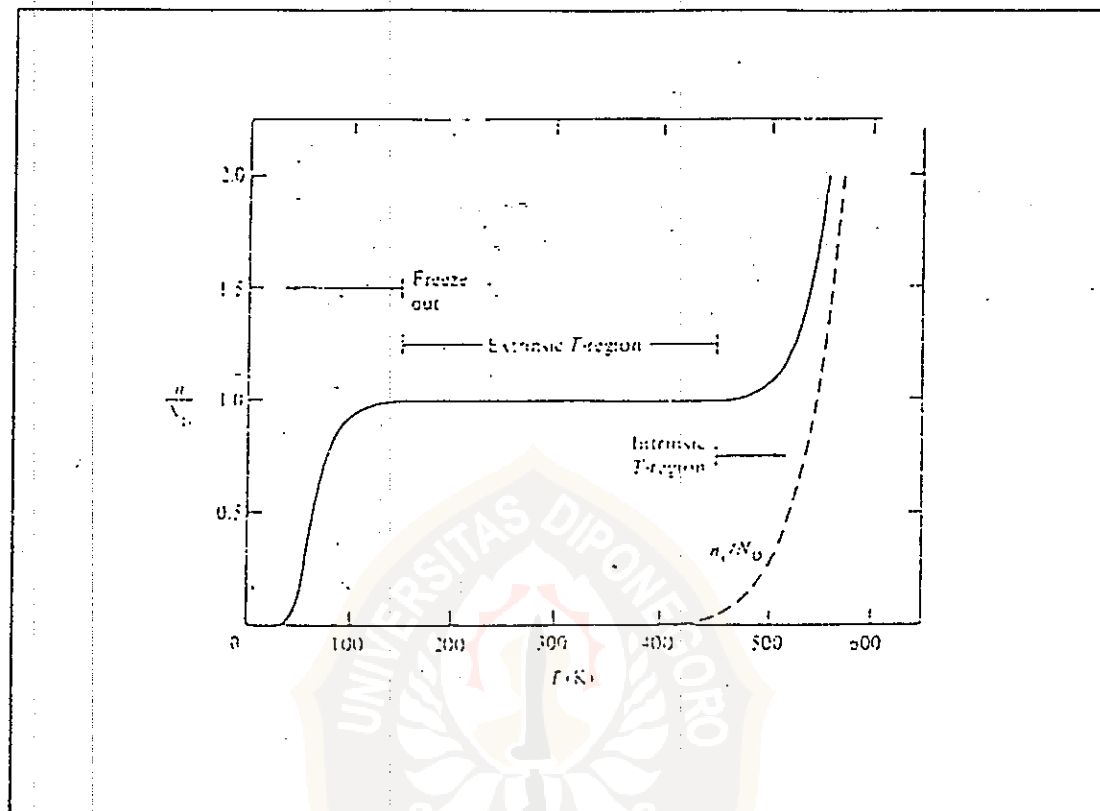
$$np = n_i^2 \quad (2.21)$$

II.8. Ketergantungan Konsentrasi Pembawa Muatan Listrik Terhadap Suhu

Kenaikan ionisasi takmurnian juga akan menaikkan konsentrasi pembawa mayoritas jika suhu semikonduktor meningkat. Pada gambar (2.8) dibawah ditunjukkan kenaikan konsentrasi pembawa mayoritas dari silikon yang telah diberi takmurnian Fosfor ($N_D = 10^{15}/\text{cm}^3$) terhadap suhu.

Pada gambar (2.8) ditunjukkan nilai n mendekati n_D pada range suhu dari 150°K hingga 450°K untuk sampel Si. Pada daerah ini $n \approx n_D$ atau disebut dengan daerah suhu ekstrinsik. Dibawah suhu 100°K yaitu pada daerah dingin

n berkurang hingga di bawah n_D dan mendekati nol jika suhu mendekati 0°K . Sebaliknya pada daerah diatas daerah temperatur ekstrinsik n naik dengan naiknya suhu.



Gambar 2.8 Grafik ketrgantungan pembawa mayoritas thd suhu (Sze, MS, 1969)

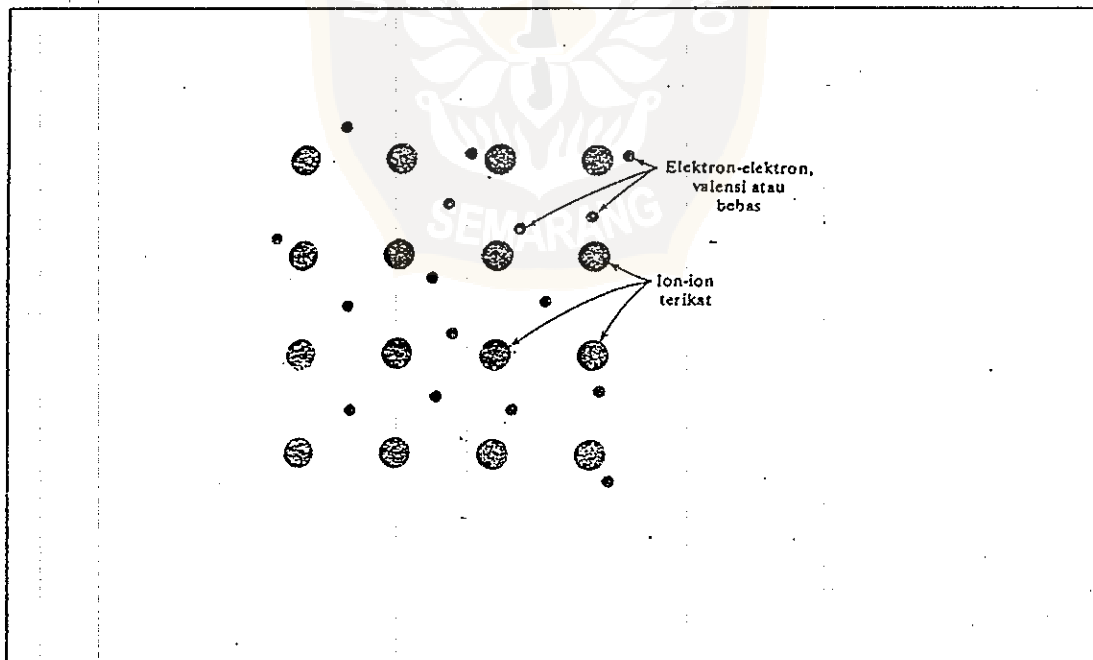
Jika suhu mendekati 0°K energi termal tak cukup untuk mematahkan ikatan elektron yang kelima dan secara keseluruhan energi termal tersebut tak cukup menghantarkan elektron melintasi pita terlarang. Oleh karena $n = 0$ pada $T = 0^\circ\text{K}$, pada suhu sedikit diatas 0°K beberapa ikatan elektron pada sisi donor mulai melemah. Eksitasi dari pita

elektron pada sisi donor mulai melemah. Eksitasi dari pita valensi ke pita konduksi sangat unik, karena bilangan elektron yang termati dalam daerah suhu dingin sama dengan bilangan ionisasi donor, $n = n_D^+$. Sehingga jika suhu terus saja naik, maka hampir semua elektron yang ikatannya telah melemah pada sisi donor menjadi bebas.

II.9. Gejala Transport Dalam Semikonduktor

II.9.1. Mobilitas

Untuk menjelaskan mobilitas pada semikonduktor terlebih dahulu kita tinjau mobilitas yang terjadi pada logam. Pada gambar (2.9) diperlihatkan gambaran skematik dua dimensi distribusi muatan dalam suatu logam.



Gambar 2.9 dgn penataan atom monovalen pd sebuah bidang dlm logam. Titik hitam menggambarkan gas elektron, setiap atom menyumbangkan satu elektron pd gas ini (Millman. J, 1986)

Bagian gelap menyatakan bagian yang mempunyai muatan total positif, berasal dari inti atom dan elektron-elektron bagian dalam terikat dengan kuat. Titik hitam yang ada di bagian luar menggambarkan elektron-elektron valensi. Elektron-elektron ini tak dapat dikatakan milik dari atom tertentu, sebaliknya elektron ini kehilangan pemiliknya dan mengembara dari satu atom ke atom lain dalam logam tersebut. Jadi suatu logam dapat dibayangkan sebagai suatu ruang yang mengandung kisi-kisi ion berat periodik dalam tiga dimensi, yang saling mengikat dengan kuat dan diantaranya diisi oleh kawanan elektron-elektron yang bergerak bebas kian kemari (Millman.J,1986).

Menurut teori gas elektron dari logam, elektron-elektron terus-menerus bergerak yang arahnya selalu berubah-ubah setelah mengalami tumbukan dengan ion-ion berat (ion-ion yang selalu diam). Jarak rata-rata antara dua tumbukan disebut jarak bebas rata-rata. Oleh karena gerak ini acak, maka pada suatu saat melalui satu satuan luas pada logam dalam dua arah berlawanan yang sama banyaknya. Oleh karena itu arus rata-ratanya sama dengan nol.

Apabila kuat medan listrik E di terapkan pada suatu logam, maka akibatnya elektron akan terus menerus di percepat dan kecepatan elektron akan makin tinggi seandainya tak bertumbukan dengan ion berat dalam logam tersebut. Akan tetapi setiap tumbukan tak elastik dengan ion, elektron akan kehilangan energi dan suatu keadaan stasioner akan dicapai, dan kecepatan hanyut V akan diperoleh (Millman.J,1986). Kecepatan hanyut ini arahnya berlawanan dengan arah medan listrik. Kecepatan dalam waktu t antara dua tumbukan berbanding lurus dengan E maka (Sze.MS,1969)

$$V = \mu E \quad (2.22)$$

dalam m/detik sedang μ (dalam meter kuadrat per detik) disebut dengan mobilitas elektron.

Untuk semikonduktor persamaan μ dituliskan sebagai (Sze.MS,1969)

$$\mu \approx (m^*)^{-3/2} T^{1/2} \quad (2.23)$$

dengan m^* adalah masa efektif.

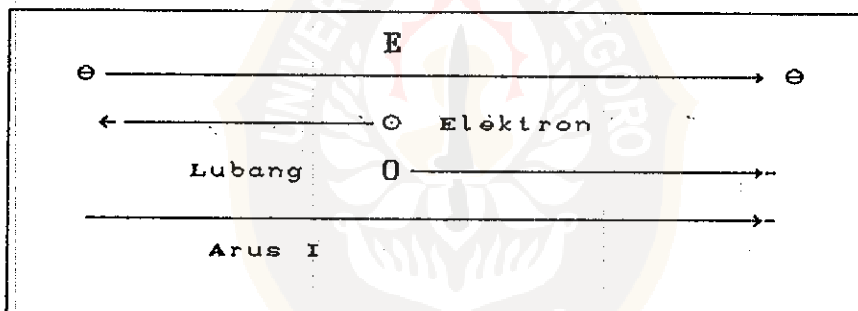
II.10.2. Persamaan Aliran Arus

II.10.2.1. Arus Hanyut (Drift)

Ada dua macam mekanisme penyebab arus mengalir. Pertama arus mengalir disebabkan oleh berjalanya partikel bermuatan oleh karena adanya medan listrik. Kecepatan partikel bermuatan dalam benda padat tersebut sebanding dengan medan yang di berikan. Pada gambar (2.10) dibawah ditunjukkan arah medan listrik demikian pula arah partikel tersebut. Kecepatan elektron bermuatan $-q$ diberikan sebagai (Rio.SR,1982).

$$v = -\mu_n E \quad \text{dan untuk lubang} \quad v = \mu_p E \quad (2.24)$$

dengan v dalam meter/detik



Gambar 2.10 Gerakan elektron dan lubang dlm medan listrik (Rio.SR,1982)

Kerapatan arus elektron \bar{J}_n dan arus lubang (dalam A/m^2) untuk masing-masing pembawa diberikan sebagai (Rio.SR,1982)

$$\bar{J}_n = (-q)nv = qn \mu_n E \quad (2.25)$$

$$\bar{J}_p = (+q)pv = qp \mu_p E \quad (2.26)$$

Baik \bar{J}_p dan \bar{J}_n dalam $A/meter^2$

Arus yang dinyatakan dengan persamaan tersebut diatas disebut dengan arus hanyut. Jika konduktivitas σ untuk elektron dituliskan sebagai (Rio.SR,1982)

$$\sigma = q \mu_n n \quad (2.27)$$

dalam (1/ohm-m)

sedangkan untuk lubang

$$\sigma = q \mu_p p \quad \text{dalam (1/ohm-m)} \quad (2.28)$$

jika dua macam pembawa muatan tersebut diatas terdapat dalam sebuah zat padat, akan kita dapatkan (Rio.SR,1982)

$$\bar{J} = \bar{J}_n + \bar{J}_p = q(\mu_n n + \mu_p p) \cdot E \quad (2.29)$$

II.10.2.2. Arus Difusi

Bila konsentrasi pembawa berbeda muatan dari satu titik ke titik lain, arus listrik akan mengalir walaupun tanpa medan listrik.

Arus difusi lubang pada suatu semikonduktor dituliskan sebagai (Sze.MS,1969).

$$\bar{J}_p \approx - \frac{dp}{dx} \quad (2.30)$$

besarnya J_p diatas sebanding dengan gradien konsentrasi

pembawa muatan dan konstanta perbandingannya disebut sebagai konstanta difusi yang besarnya (Sze.MS,1969).

$$\bar{J}_p = -q D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.31)$$

D_p adalah konstanta dengan satuan ($m^2/detik$). Sedangkan untuk elektron dituliskan (Sze.MS,1969).

$$\bar{J}_n = q D_n \frac{dn}{dx} \quad (2.32)$$

maka arus listrik semikonduktor yang disebabkan oleh arus drift dan arus difusi dapat dituliskan (Sze.MS,1969).

$$\bar{J}_n = q \mu_n n E + q D_n \frac{dn}{dx} \quad (2.33)$$

$$\bar{J}_p = q \mu_p p E - q D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.34)$$

Hubungan antara konstanta difusi dan mobilitas dituliskan sebagai (Sze.MS,1969).

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (2.35)$$

yang lebih dikenal sebagai hubungan Einstein. Maka dari persamaan tersebut diatas persamaan (2.51) dapat dituliskan sebagai (Sze.MS,1969).

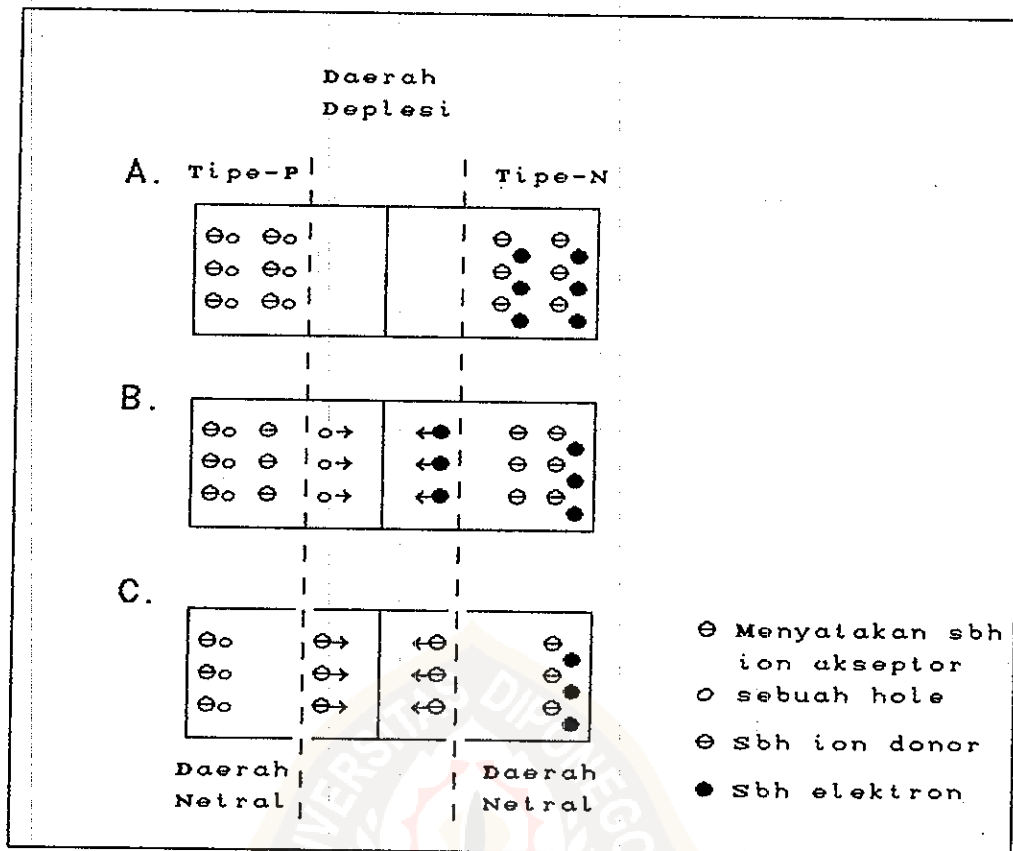
$$\bar{J}_n = q\mu_n \left\{ nE + \frac{kT}{q} \frac{dn}{dx} \right\} \quad (2.36)$$

$$\bar{J}_p = q\mu_p \left\{ pE - \frac{kT}{q} \frac{dp}{dx} \right\} \quad (2.37)$$

II.11. Dioda Hubungan p-n

II.10.1. Distribusi Pembawa Muatan

Dalam semikonduktor ekstrinsik, donor dan akseptor tidak dapat berpindah dengan bebas pada suhu normal. Pada gambar (2.11A) diperlihatkan sambungan p-n tepat setelah terbentuk. Aseptor membentuk semikonduktor tipe-p, donor membentuk tipe-n disertai dengan jumlah lubang dan elektron yang sama, dan di kedua daerah itu sifat listriknya netral. Lubang dan elektron itu merupakan pembawa bebas yang dapat dinaikan energinya ke pita konduksi. Pembawa-pembawa muatan ini berdifusi ke daerah yang mempunyai konsentrasi rendah. Misalnya karena lubang dalam daerah tipe-p lebih tinggi konsentrasinya daripada dalam tipe-n, maka mereka berdifusi dari daerah tipe-p ke daerah tipe-n. Demikian pula yang terjadi pada elektron. Akan tetapi proses ini tidak dapat berlangsung terus menerus. Misalkan, jika lubang meninggalkan daerah tipe-p dan hilang ke dalam daerah tipe-n karena berekombinasi,



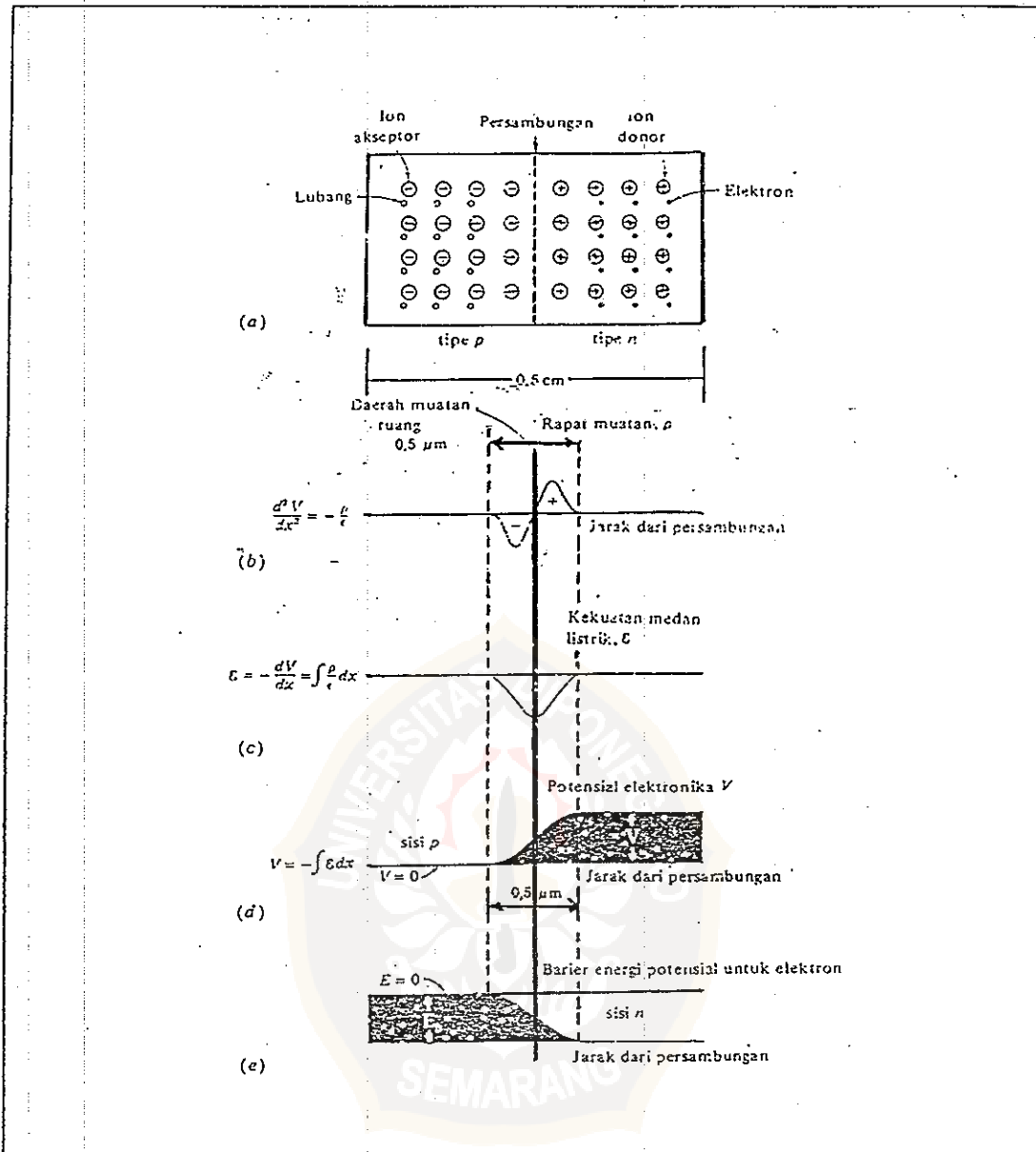
Gambar 2.11. (A) Persambungan P-N (B) masing-masing pembawa baik dari tipe-P, maupun tipe-N, berdifusi dan berekombinasi. (c) lektron dan lubang melintasi persambungan jika tegangan maju diterapkan (Rio.SR, 1982)

sebuah akseptor akan di ionisasikan menjadi negatif dalam daerah tipe-p tersebut dan membentuk muatan ruang yang negatif. Demikian pula yang terjadi pada elektron yang meninggalkan muatan ruang positif pada daerah tipe-n. Hal ini akan membangkitkan medan listrik mulai dari muatan ruang bermuatan positif, berakhir pada ruang bermuatan negatif. Medan listrik ini akan menghambat lubang untuk

berdifusi dari daerah tipe-p ke daerah tipe-n. Hal ini juga terjadi pada elektron yang terhambat berdifusi dari daerah tipe-n ke daerah tipe-p yang di perlihatkan pada gambar (2.11B), yaitu medan listrik bertambah kuat bila lebih banyak pembawa muatan berdifusi dan berekombinasi. Akhirnya aliran pembawa muatan terhenti setelah tercapai kesetimbangan antara difusi dan arus hanyut (drift) dari pembawa-pembawa muatan yang disebabkan oleh medan listrik yang berlawanan arahnya. Keadaan tersebut disebut keadaan setimbang. Pada keadaan setimbang ternal dalam hubungan p-n terbentuk daerah (Sze.MS,1969):

- a. Daerah tipe-p ; daerah yang jumlah lubang sama dengan jumlah akseptor.
- b. Daerah muatan ruang tipe-p; yaitu daerah yang akseptornya diionisasikan negatif.
- c. Daerah muatan ruang tipe-n; yaitu daerah yang donornya di ionisasikan positif.
- d. Daerah tipe-n ; yaitu daerah yang jumlah elektron sama dengan jumlah donor.

Daerah b dan c diatas bersama-sama disebut dengan daerah muatan ruang atau lapisan deplesi atau dipole listrik. Dalam daerah ini terdapat medan listrik walaupun pada hubungan p-n tidak diberi tegangan. Medan ini



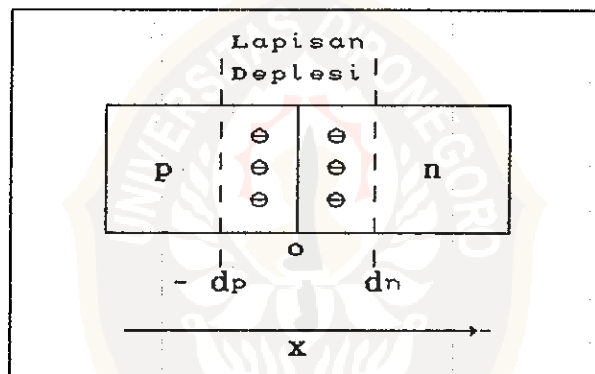
Gambar 2.12 Suatu diagram skematik dr persambungan p-n rapat muatan, kekuatan medan listrik dan barrier energi potensial di persambungan. (millman. J, 1986)

disebut dengan medan dalam atau medan built-in. Dalam kedua daerah netral tidak terdapat medan. Medan dalam dapat ditentukan sebagai berikut, misalkan \bar{J}_n adalah arus

elektron dalam keadaan seimbang sama dengan nol (Sze.MS,1969) Dengan kata lain bila arah arus yang tegak lurus pada bidang hubungan diambil sebagai x maka akan didapat (Sze.MS,1969).

$$\begin{aligned} \bar{J}_n &= 0 = q\mu_n nE + q D_n \frac{dn}{dx} \quad \text{atau} \\ E &= -\frac{D_n}{\mu_n} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = -\frac{kT}{q} \frac{d}{dx} (\ln n) \end{aligned} \quad (2.38)$$

E dalam (V/m) sedang V_B (dalam Volt) adalah perbedaan tegangan ditentukan dengan mengintegrasikan persamaan itu.



Gambar 2.13 Lapisan depleksi dalam hubungan p-n

$$\begin{aligned} V_B &= - \int_{-dp}^{dn} \left(-\frac{kT}{q} \right) \frac{d \ln n}{dx} dx = \frac{kT}{q} \ln n \Bigg|_{n(-dp)}^{n(dn)} \\ &= \frac{kT}{q} \ln \frac{n(dn)}{n(-dp)} \end{aligned} \quad (2.40)$$

dengan $n(dn)$ adalah konsentrasi elektron dalam daerah tipe-n hal ini akan sama dengan n_n , sedangkan $n(-dp)$ dalam daerah tipe-p sama dengan n_p . Maka

$$V_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n}{n_p} \quad (2.41)$$

dengan menggunakan persamaan (2.10) didapatkan

$$V_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2} \quad (2.42)$$

misalkan n_n dan p_p sama dengan N_D , yaitu konsentrasi donor dalam daerah tipe-n dan N_A yaitu konsentrasi akseptor dalam daerah tipe-p maka kita dapatkan

$$V_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (2.43)$$

V_B dalam volt secara ringkas, bila daerah tipe-p dan daerah tipe-n dibentuk dalam kristal tunggal, maka akan terbentuk daerah muatan ruang pada pembatasnya dan timbul medan listrik dalam daerah itu walaupun berada pada kesetimbangan termal dan menghasilkan beda tegangan, yang disebut dengan tegangan difusi (Rio.SR,1982).

II.11.2.Karakteristik Tegangan-Arus

Kerapatan elektron pada batas daerah deplesi sisi-p ($x = -X_p$) dituliskan sebagai

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) = n_{p0} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.44)$$

dengan n_{p0} adalah kerapatan elektron pada sisi-p. Sedangkan kerapatan lubang pada batas daerah deplesi sisi-n ($x = x_n$) adalah

$$p_p = p_{n0} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.45)$$

dalam suatu daerah netral yaitu daerah yang tidak ada medan listriknya maka

$$p_n - p_{no} = p_{no} \left[e^{qv/kT} - 1 \right] e^{-(x-x_n)/L_p} \quad (2.46)$$

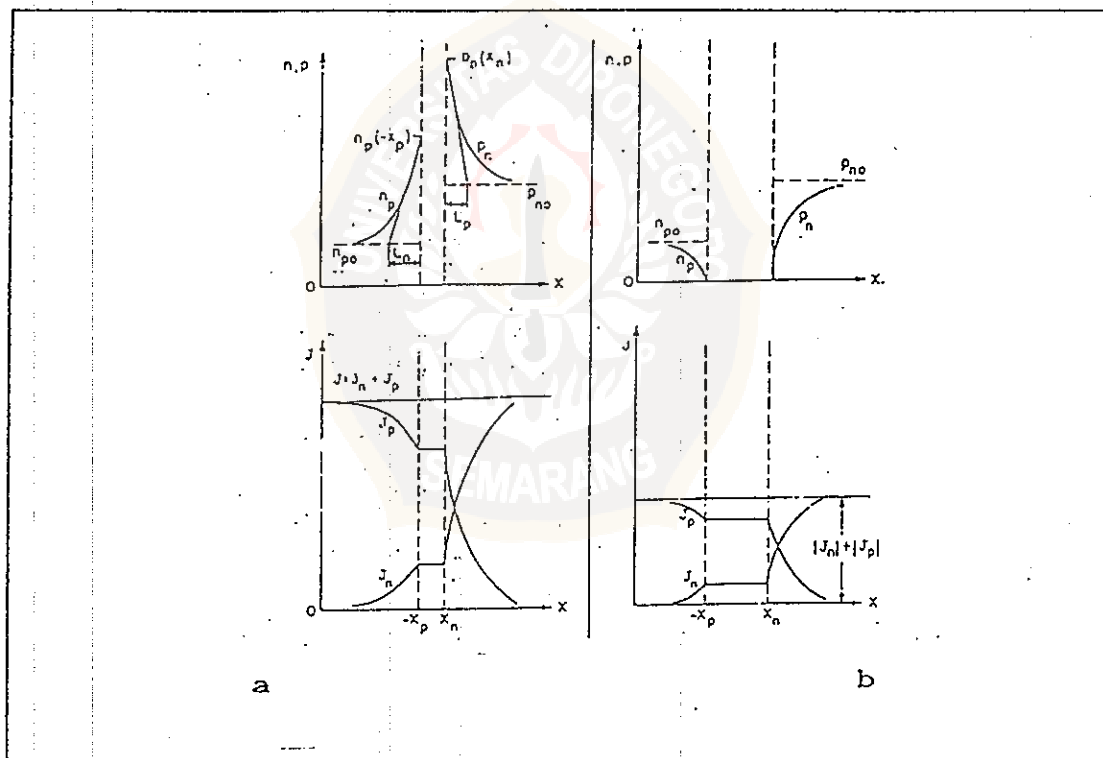
dengan $L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p}$ dan pada $x = x_n$

$$J_p = -q D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \Big|_{x_n} = \frac{q D_p p_{no}}{L_p} \left[e^{qv/kT} - 1 \right] \quad (2.47)$$

sedangkan untuk sisi-p dituliskan sebagai

$$J_n = -q D_n \frac{\partial n_p}{\partial x} \Big|_{x_n} = \frac{q D_n n_{po}}{L_p} \left[e^{qv/kT} - 1 \right] \quad (2.48)$$

kerapatan pembawa muatan minoritas dan kerapatan arus untuk pra tegangan maju maupun pra tegangan balik diperlihatkan pada gambar (2.14)



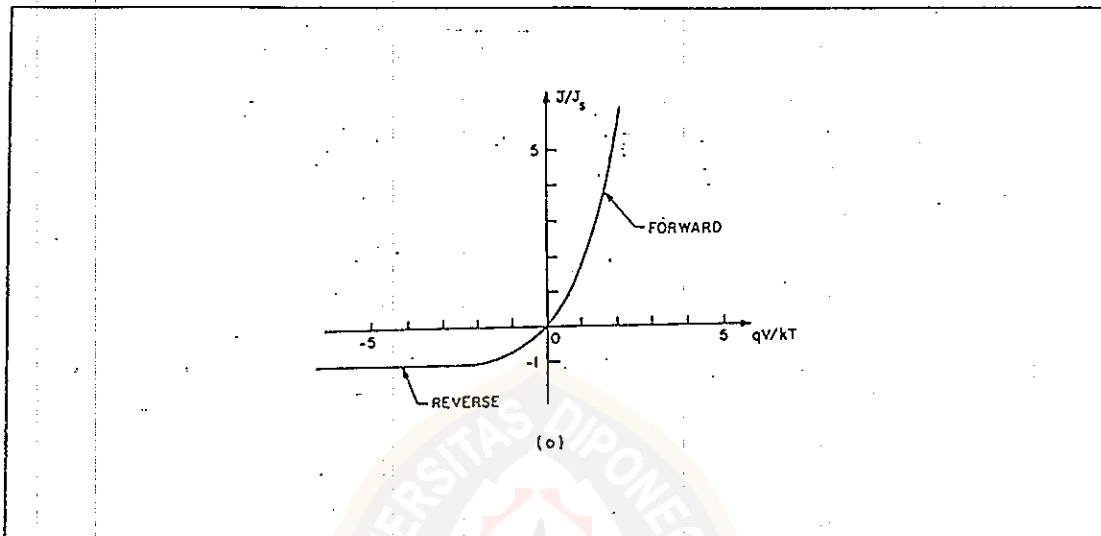
Gambar 2.14 Distribusi pembawa muatan dan kerapatan arus untuk (a) Prategangan maju. (b) Prategangan mundur (Sze, MS, 1969)

Arus total merupakan penjumlahan persamaan (2.46) dan (2.47) yaitu;

$$\bar{J} = \bar{J}_p + \bar{J}_n = \bar{J}_s (e^{qv/kT} - 1) \quad (2.49)$$

$$\bar{J}_s = \frac{q D_p p_{no}}{L_p} + \frac{q D_n n_{po}}{L_n} \quad (2.50)$$

persamaan (2.50) ini lebih dikenal dengan persamaan Shockley yang merupakan hukum dioda ideal. Arus-tegangan ideal dioda diperlihatkan pada gambar (2.15)



Gambar 2.15 karakteristik arus tegangan dioda ideal.
(a) Plot Linear (Sze, MS, 1969)

Untuk salah satu sisi p-n daerah deplesi (dengan konsentrasi donor $N_D \gg p_{no} \gg n_{po}$ maka faktor kedua dari persamaan (2.50) dapat diabaikan. Jika D_p / τ_p sebanding terhadap T^γ dengan γ merupakan konstanta maka

$$\begin{aligned} J_s &\approx \frac{q D_p p_{no}}{L_p} \approx q \sqrt{\frac{D_p n_i^2}{\tau_p N_D}} \approx \left\{ T^3 \exp\left[-\frac{E_g}{kT}\right] \right\} T^{\gamma/2} \\ &\approx T^{(3+\gamma/2)} \exp\left[-\frac{E_g}{kT}\right] \end{aligned} \quad (2.51)$$

faktor $T^{(3+\gamma/2)}$ tidak berpengaruh besar dibandingkan dengan faktor eksponensial oleh karena itu dapat diabaikan (Sze, MS, 1969).

Arus dioda didasarkan pada persamaan (2.49) dan dituliskan sebagai.

$$I = I_0 (e^{qV/kT} - 1) \quad (2.52)$$

dengan ;

I = Arus dioda (Amper)

I_0 = Arus Balik Jenuh (Amper)

K = Konstanta Boltzman ($8,620 \times 10^{-5} \text{ eV/}^\circ\text{K}$)

T = Suhu ($^\circ\text{K}$)

Jika tegangan yang diberikan kedioda beberapa kali 26 mV maka angka 1 dalam kurung dapat di abaikan. Maka persamaan arus menjadi (Sze.MS,1969).

$$I = I_0 e^{qV/kT} \quad (2.53)$$

Sedang persamaan arus balik jenuh dioda didasarkan pada persamaan (2.50) dituliskan sebagai

$$I_0 = F T^{(3+\gamma/2)} e^{-E_g/KT} \quad (2.54)$$

Sedeng untuk dioda Silikon di tuliskan sebagai

$$I_0 = F T^{(3+\gamma/2)} e^{-E_g/2KT} \quad (2.55)$$

Substitusi persamaan (2.20) ke (2.54) menghasilkan

$$I_0 = \frac{F T^{\gamma/2} n_i^2}{A_0} \quad (2.56)$$

dengan ;

F = Tetapan (tak bersatuan)

γ = Tetapan (tak bersatuan)

A_0 = Tetapan (tak bersatuan)

n_i^2 = Konsentrasi Intrinsik semikonduktor (m^{-3})

$$F/A_0 = C \quad (2.57)$$

C (amper/ $^\circ\text{K}$) maka persamaan (2.56) dapat dituliskan sebagai

$$I_0 = C T^{\gamma/2} n_i^2 \quad (2.57)$$