

5. Halbleiter

5.1. Intrinsische Halbleiter

5.1.1. Bandstruktur, direkte u. indirekte Halbleiter

Abb. 5.1 Direkte Halbleiter

Bandlücke $E_g = E_L - E_V$
 $L \approx gpp^+$

E_g schwach temperaturabhängig (wg. thermischer Expansion)

Tabelle Bandlücken

↓ gemessen via optische Absorption $h\nu_g \approx E_g$

Material	E_g / eV bei $T = 300K$	
ZnSb	0,18	} direkte Halbleiter
GaAs	1,43	

Abb. 5.2

Silizium	1,12	} indirekte Halbleiter
Germanium	0,66	
GaP	2,26	
Diamant	5,47	

Abb. 5.3

Hier gilt $h\nu_g \pm h\nu_g \approx E_g$

↑
 Lichtquant Photon

$$h\vec{k}_g \pm h\vec{q} = h\vec{k}_m \leftarrow \text{Quasikupplung}$$

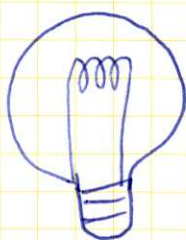
Indirekter Übergang: Impuls kommt

hasenkamp

www.hasenkamp.com

vorwiegend von Phonon,
Energie von Photon.

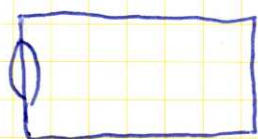
Experiment: Transparent von Silizium



Glühlampe



Si-Scheibe,
"Wafer"



Infrarotkamera
(modifizierte Webcam)

5.1.2. Ladungsträgerdichte

a. Leitfähigkeit:

Beweglichkeit

$$\sigma = e \left(n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p \right)$$

\uparrow \uparrow
 Elementar- Ladung Ladungsträgerdichte Elektron Ladungsträgerdichte Loch

Eigenleitung (intrinsische Leitfähigkeit)

• Elektronendichte im Leitungsband

$$n = \int_{E_L}^{\infty} D_L(E) \cdot f(E, T) dE$$

\uparrow \uparrow
 Zustandsdichte Besetzungswahrscheinlichkeit, Fermi-fkt.

Zustandsdichte \leftrightarrow Besetzungswahrscheinlichkeit,
Fermi-fkt.

• Lückendichte im Valenzband

hasenkamp

www.hasenkamp.com

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} D_V(E) [1 - f(E, T)] dE$$

Nahelie Bänderkerna: $\epsilon(E)$ verläuft parabolförmig (Näherung)

→ Nutze D_L, D_V im Modell freier Ladungsträger + effektive Masse

$$D(E) = \frac{(\alpha m^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E}$$

Also

$$D_L(E) = \frac{(\alpha m_n^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E - E_L} ; E > E_L$$

$$D_V(E) = \frac{(\alpha m_p^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E_V - E} ; E < E_V$$

Fermi-Dirac: $f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{k_B T}} + 1} \approx e^{-\frac{E - E_F}{k_B T}} ; \begin{matrix} E > E_F \\ E - E_F \gg k_B T \end{matrix}$

$$1 - f(E, T) \approx e^{-\frac{E_F - E}{k_B T}} ; E < E_F$$

$$n = \int_{E_L}^{\infty} D_L(E) f(E) dE$$

$$= \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} e^{E_F/k_B T} \int_{E_L}^{\infty} \sqrt{E-E_L} e^{-E/k_B T} dE$$

$$= 2 \left(\frac{m_n^* \cdot k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_L - E_F}{k_B T}}$$

$$= N_L e^{-\frac{E_L - E_F}{k_B T}}$$

$$p = 2 \left(\frac{m_p^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F - E_V}{k_B T}}$$

$$= N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{k_B T}}$$



N_L : effektive Zustandsdichte

Produktbildung

$$n \cdot p = \frac{N_L \cdot N_V}{4} e^{-E_g/k_B T}$$

$$= 4 \left(\frac{k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^3 (m_n^* \cdot m_p^*)^{3/2} e^{-E_g/k_B T}$$

= const. bei fester Temperatur

" Massenwirkungsgesetz

5-5

Ladungsdichte des gesamten Festkörpers

bedeut $n = p$

$$\Rightarrow n_L \cdot e^{-\frac{E_L - E_F}{k_B T}} = n_V \cdot e^{\frac{E_V - E_F}{k_B T}}$$

$$\Rightarrow E_F = \frac{E_L + E_V}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{n_V}{n_L}\right)$$

$$= \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{n_{p^*}}{n_{n^*}}\right)$$


$T=0$: Fermi-Niveau liegt in der Mitte der
Energieücke

5.2. Dotierte Halbleiter

packe zu 4-wertigen Si (oder Ge) mit sp^3 -Hybridisierung

5-wertige Atome im Kristallverband

As, P, Sb

 Fig. 5.5

Kristallgitter erzeugt 4-fache Koordination
verbleibendes Elektron bleibt am Rumpft des
Sogenannten Donors (As, ...) gebunden, hält
aber nicht zu Bindung des Gitters bei
man nennt man "n-Halbleiter" wegen überschüssig Elektron.

3-wertige Atome im Kristallverband

B, Al, Ga, In

fehlendes Elektron wird der Umgebung entzogen
effektiv umgibt sich der Akzeptor (B, ...) mit
einer positiven Ladung
"p-Halbleiter"

Abschätzung der Energiezustände des extra-
Elektrons im Wasserstoffmodell:

$$E_n = \frac{1}{2} \frac{m^* e^4}{(4\pi \epsilon_0 \epsilon_n \hbar)^2} \frac{1}{n^2} \quad \text{ebenso für Löcher}$$

mit m^* effektiver Masse des Leitungselektrons bzw. Loches
und ϵ Dielektrizitätskonstante des Wirtskristalls

5.2 Dotierte Halbleiter

Donoriveaus in n-Halbleiter } sehr nahe an Unterkante des Valenzbands (VB) bzw. Oberkante des Leitungsbandes (CB)

Akzeptor " p " }

→ Fig. 5-6

Schwache Bindung wegen geringerer effektiver Masse des Elektrons (bzw. Lochs) m^*
 und Abschirmung des Coulombpotentials im Medium, also ϵ (z.B. 10-20)

Bindung reduziert um $\frac{\epsilon^2 m_e}{m_e^*}$ im Vgl zu Elektron in Wasserstoff

also Faktor 100-1000 kleiner als 13.6 eV, in Si $E_d \approx 30 \text{ meV}$
 Vergleichbar mit kT bei Raumtemp. → Tab 5-11

Bohrradius entsprechend um Faktor $\frac{\epsilon m_e}{m_e^*}$ größer
 in Si $a_0^{\text{eff}} \approx 50 a_0 \hat{=} 20$ Gitteratomabstände

typische Dotierung $10^{13} / \text{cm}^3 = 10^{19} / \text{m}^3$ im Vgl zu Dichte von Si-Atomen um $5 \cdot 10^{28} / \text{m}^3$

starke Dotierung: n^+ bzw. p^+ Halbleiter
 $\approx 10^{26} / \text{m}^3$

effektive Masse $m^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E(k)}{dk^2} \right)^{-1}$

Messung durch Zyklotronresonanz: Halbleiter in B-Feld, $\omega_c = \frac{Be}{m^*}$ Einstrahlen von Radiofrequenz → starke Absorption wenn $\omega_{\text{rf}} = \omega_c$ → Fig. 5-8

bei dotiertem Halbleiter ist die Fermische Potential μ temperaturabhängig und über die Ladungsmehrheit des gesamten Kristalls definiert

$$n + N_A^- = p + N_D^+ \quad \text{Summe der Dichten der}$$

ion. Löcher im VB ion. Donatoren pos. & neg. Ladung Träger

gleich

Dotieratom ist entweder neutral oder ionisiert $N_D = N_D^0 + N_D^+$ etc.

$$\text{mit } N_D^+ = N_D (1 - f(E_D))$$

$$\text{und } N_A^- = N_A f(E_A)$$

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu}{k_B T}\right) + 1}$$

* NB: in der Festkörperphysik wird oft statt μ E_F geschrieben, aber in der stat. Mechanik ist die Fermienergie definiert als $E_F = \mu(T=0)$

2 Arten der Anregung:

"extrinsisch" Fokussierung der Dotieratome, E_D, E_A

"intrinsisch" über E_g

typischerweise sind beide Arten der Dotierung präsent (Vermisierungen), durch Dotierung überwiegt eine stark, z.B. bei n-dotiertem Halbleiter

$N_D \gg N_A$, alle Akzeptor-niveaus gefüllt, praktisch keine Löcher

• bei $T=0$ $\mu = E_g - E_d = E_0$

$$n \ll N_A \ll N_D$$

• solange $k_B T \ll E_d$ wenige ionisierte Donoratome

und $n \approx N_D \exp(-E_d / k_B T)$ ($N_D = N_D^+ = 2 \left(\frac{m_e^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}$)

(bei ganz superreinem Halbleiter $n = N_D^+ \gg N_A$ und

$$\mu = E_g - E_d / 2 \quad \text{und} \quad n \approx N_D \exp(-E_d / 2 k_B T)$$

wegen Massenwirkungsgesetz ist p jetzt sehr viel kleiner als im nicht dotierten Fall!

wenn z.B. $n_i = p_i = 10^{16} / \text{m}^3$: bei $n = 10^{20} / \text{m}^3 \rightarrow p = 10^{12} / \text{m}^3$

Elektronen "Majoritätsladungsträger"

Löcher "Minoritätsladungsträger"

alles gilt entsprechend umgekehrt im p-dotierten Halbleiter.

- für $k_B T > \text{einige } E_D$ alle Donatoren ionisiert

$$n = N_D - N_A \quad \mu = E_g - k_B T \ln \left(\frac{N_C}{N_D - N_A} \right)$$

"Erschöpfungszustand"

N_D ist so gewählt, daß das bei Raumtemp der Fall ist

- noch höhere Temp \leadsto Übergang zu intrinsischem Verhalten, Ausgung aus dem VB ins CB

$$\mu = E_g / 2$$

elektrische Leitfähigkeit $\sigma = e(n\mu_e + p\mu_h)$

Reiblichkeit $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$ typisch $m_e^* < m_h^*$ (außer Ge)

Elektronen und Löcher tragen ^{grundsätzlich} vergleichbar zur el. Leitung bei, aber Majoritätsladungsträger dominieren

Temperaturabhängigkeit: generell dominiert durch $n(T)$ und $p(T)$; im Gegensatz zu Metall

wächst σ mit T

\rightarrow Fig. 5-10

im Erschöpfungszustand sieht man durch Anwachsen der Phononenzahl Abfall von σ mit T

5.3. Halbleitbarelemente

wichtigste Anwendung der Festkörperphysik

typischerweise inhomogene Halbleiter, Konzentration und Typ der Dotierung ortsabhängig

Dotierung durch Diffusion, durch lithographische Verfahren können sehr feine Strukturen erreicht werden (100nm)

Hinweis auf epitaktische Schichten Fig. 5-11

5.3.1. p-n Übergang

bei Raumtemp: in n-Halbleiter sind die meisten Donoratome ionisiert, μ direkt unter CB
 Mehrheitsladungsträger sind Elektronen plus
 wenige Löcher (Minoritätsladungsträger)

in p-Halbleiter ist μ direkt über VB, die meisten Akzeptoratome sind neg. geladen, Löcher
 sind Majoritätsladungsträger plus wenige
 Elektronen (Minoritätsladungsträger)

bei Kontakt zwischen n und p-Seiten: Fig. 5-12
 Elektronen fließen auf die p-Seite und
 füllen Löcher

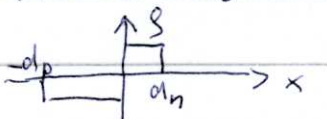
=> Ausbildung einer Zone mit ^{sch} wenigen ^(mobilen) freien
 Ladungsträgern "Verarmungszone"

aber Zone sind da N_A^- und N_D^+ , bauen
 E -Feld auf und entsprechendes elektrost.
 Potential Diffusions- o. Kontaktpotential $e\Delta U = E_c - kT \ln\left(\frac{N_c}{N_D}\right) - E_v - kT \ln\left(\frac{N_v}{N_A}\right) = E_g - kT \ln\left(\frac{N_c N_v}{N_D N_A}\right)$

stoppt Diff der mobilen Ladungsträger
 führt zu bestimmter, wohldefinierter Dicke
 der Verarmungszone auf beiden Seiten des
 Übergangs, d_p und d_n

durch das Fließen der mobilen Ladungsträger
 gleicht sich chemisches Potential auf beiden
 Seiten an \rightarrow Bänder verbiegen sich um
 $e\Delta U$ zwischen d_n und d_p

Berechnung mit Annahme von scharfem Übergang zwischen Verarmungszone und 'normalem' dotierten Halbleiter

(Schottky-Modell)  \rightarrow Fig 5-13

Konstante Ladungsdichte in p- und n-Region
 $-d_p < x < 0$: $\rho_p = -e N_A$ $0 < x < d_n$: $\rho_n = +e N_D$ $\rho = 0$ für $x < -d_p$ und $x > d_n$
 Ladungserhaltung: $N_A d_p = N_D d_n$

Poissongleichung $\frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}$

n-Seite $\frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{e N_D}{\epsilon \epsilon_0}$ } äquivalent auf p-Seite

$$E_x = -\frac{dU}{dx} = -\frac{e}{\epsilon \epsilon_0} N_D (d_n - x)$$

$$U(x) = U_n(\infty) - \frac{e N_D}{2 \epsilon \epsilon_0} (d_n - x)^2$$

Kontinuität des Potentials bei $x=0$

$$\frac{e}{2 \epsilon \epsilon_0} (N_D d_n^2 + N_A d_p^2) = U_n(\infty) - U_p(-\infty) = \Delta U$$

$$d_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 \Delta U}{e} \frac{N_A / N_D}{N_A + N_D}} \quad d_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 \Delta U}{e} \frac{N_D / N_A}{N_A + N_D}}$$

Größenordnung: $e \Delta U \approx E_g \approx 1 \text{ eV}$ $N_A \approx N_D = 10^{20} / \text{m}^3$
 $d_n = d_p = 1 \mu\text{m}$
 $E = 10^6 \text{ V/m}$

Kapazität der Sperrschicht: bei Querschnittsfläche A
 Ladung $Q = e N_D d_n A = e N_A d_p A$

$$C = \frac{dQ}{dU} = e N_D A \frac{d(d_n)}{dU} = \frac{A}{2} \left(\frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \frac{2 e \epsilon \epsilon_0}{\Delta U} \right)$$

5.3.2 Diode

p-n Übergang unter äusserer Spannung:
 resultierender Strom hängt von Richtung
 der äusseren Spannung ab \rightarrow läßt sich
 zur Stromgleichrichtung nutzen (Diode)

angelegte Spannung V fällt nur wesentlich
 in Verarmungszone ab, da dort Resistivität
 groß. Rest des Halbleiters fast feldfrei

$$U_n(\infty) - U_p(-\infty) = \Delta U - V$$

(pos. V sei ΔU entgegengerichtet, reduziert
 also Potentialdifferenz)

ohne externes Feld

\rightarrow Fig. 5-14

Strome: durch thermische Bewegung werden
 ständig Elektron-Lochpaare erzeugt und rekombinieren
 wieder

wird Elektron auf p-Seite nahe Grenzfläche
 erzeugt wird es durch E-Feld auf n-Seite
 transportiert und entsprechend umgekehrt für Löcher
 "Driftstrom" oder "Feldstrom"

im Gleichgewicht wird dieser Strom durch
 einen entgegengerichteten Strom der Majoritätsleht.
 von n nach p Seite kompensiert (bewegen sich
 gegen E-Feld, d.h. nur genügend energetische
 Elektronen tragen bei) "Diffusionsstrom"

durch Konzentrationsunterschied der Ladungsträger
 auf beiden Seiten

im Gleichgewicht: $|I_{diff}| = |I_{drift}| = I_0 = c \exp\left(\frac{\mu - E_g - e\Delta U}{k_B T}\right)$
 $\approx c \exp\left(\frac{-e\Delta U}{k_B T}\right)$

wenn V und ΔU entgegengerichtet "forward bias"

Berg wird um eV niedriger, d.h.

Diffusionsstrom wird entsprechend größer

$$\text{Netto: } I = I_{\text{diff}} - I_{\text{drift}} = I_0 \left(\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right)$$

wenn V und ΔU gleichgerichtet "reverse bias"

Berg um eV höher, Diffusionsstrom entsprechend niedriger

$$I = I_{\text{diff}} - I_{\text{drift}} = I_0 \left(\exp\left(\frac{-eV}{k_B T}\right) - 1 \right) \text{ immer } < I_0$$

Kennlinie Fig 5-14 p-n Diode

in Durchlassrichtung kann Strom beliebig stark wachsen, in Sperrrichtung wirkt Verarmungszone als Sperre

5.3.3. Detektor für ionisierende Strahlung
in Sperrrichtung kann p-n Übergang als Detektor für ionisierende Strahlung verwendet werden

→ Fig 5-15
5-15a

Verarmungszone wird breiter

$$d_n(V) = d_n(0) \sqrt{1 - \frac{V}{\Delta U}} \quad \text{und} \quad d_p(V) = d_p(0) \sqrt{1 - \frac{V}{\Delta U}}$$

in Sperrrichtung V negativ! $e\Delta U \approx 1 \text{ eV}$

lege Spannung von 100V an → Verarmungszone 100 μm

5.3.4. LED und Laser

⇒ 5-15

p/n Übergang mit 'forward bias' als
light emitting diode LED

Strom (Elektronen) fließen von n → p
Löcher p → n

überschüssige Minoritätsladungsträger
rekombinieren; wenn Prozess direkt kann
Photon der Energiedifferenz emittiert werden;
wahrscheinlich in direktem Halbleiter
(z.B. GaAs)

in sehr stark dotierten Halbleiter liegt aussen-
halb der Verarmungszone chem. Potential
innerhalb Leitungsband

große Anzahl Elektronen können in Zustände
nahe Leitungsbandkante auf p-Seite injiziert
werden "Populationsinversion"

Rekombination ↔ stimulierte Emission "Laser"

5.3.5 Solarzelle

⇒ Fig 5-15

inverse zu 5.3.4, wie Teilchendichte

5.3.6 MOS-Technologie

Metall-Oxid-Halbleiter Sandwich ⇒ Fig 5-16

Anlegen einer pos. Spannung am Metall
schafft in darunter liegendem p-Halbleiter
zunächst eine Verarmungszone, bei höherer Span-
nung eine Inversionsschicht die n-Typ ist.

Leitungsband wird in der Nähe der Oberfläche
verbogen. Wenn es unterhalb μ kommt →
leitend MOSFET, CCD