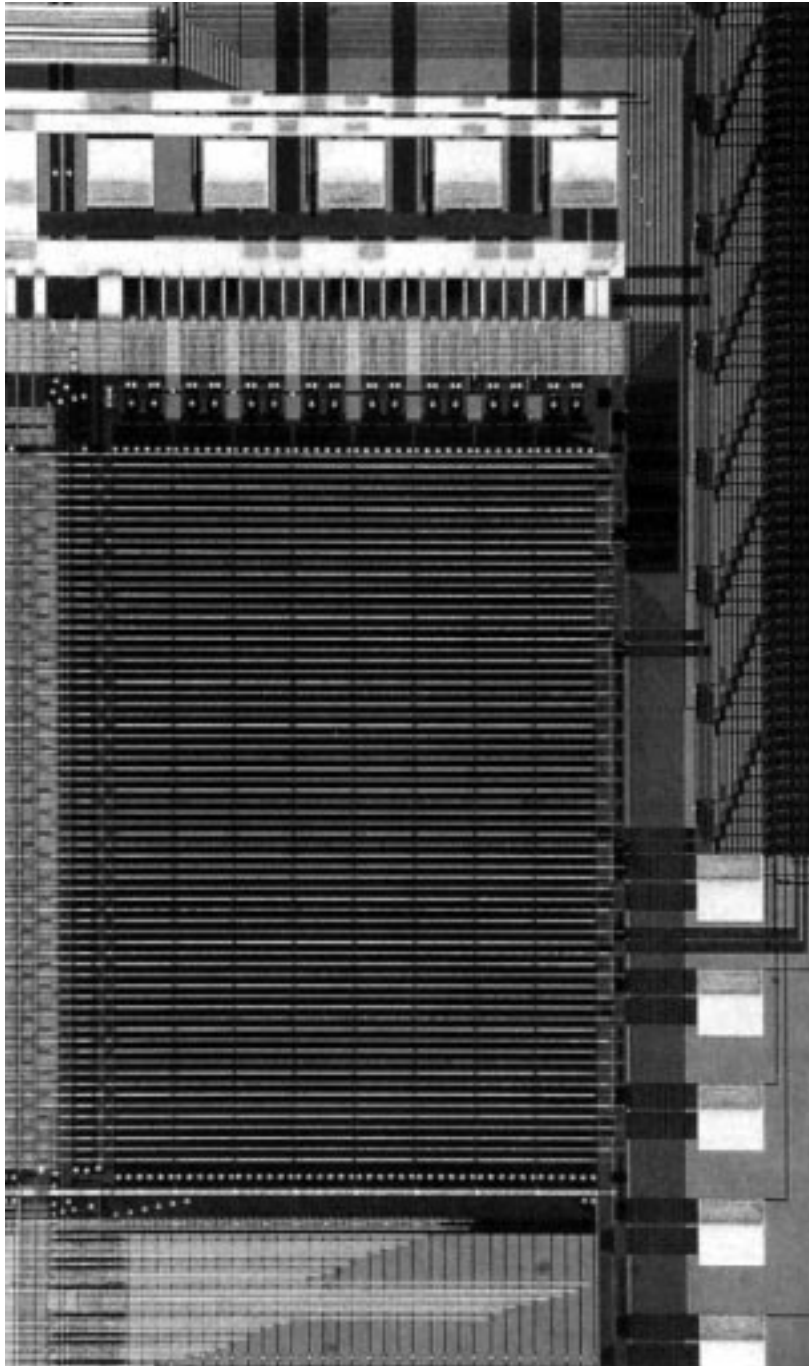


7. Halbleiter



7 Halbleiter

7.1 Einleitung

Vom Standpunkt der Bandstruktur haben wir die Halbleiter bereits im letzten Kapitel eingeführt. Halbleiter sind Isolatoren mit einer relativ geringen Bandlücke von der Grössenordnung 1 eV, siehe Figur 7.1. Der spezifische Widerstand dieser Materialien lässt sich durch Einbau von Fremdatomen über viele Grössenordnungen einstellen (Dotieren). Diese Eigenschaft hat zu der enormen technologischen Bedeutung dieser Halbleitermaterialien (vor allem Silizium) geführt.

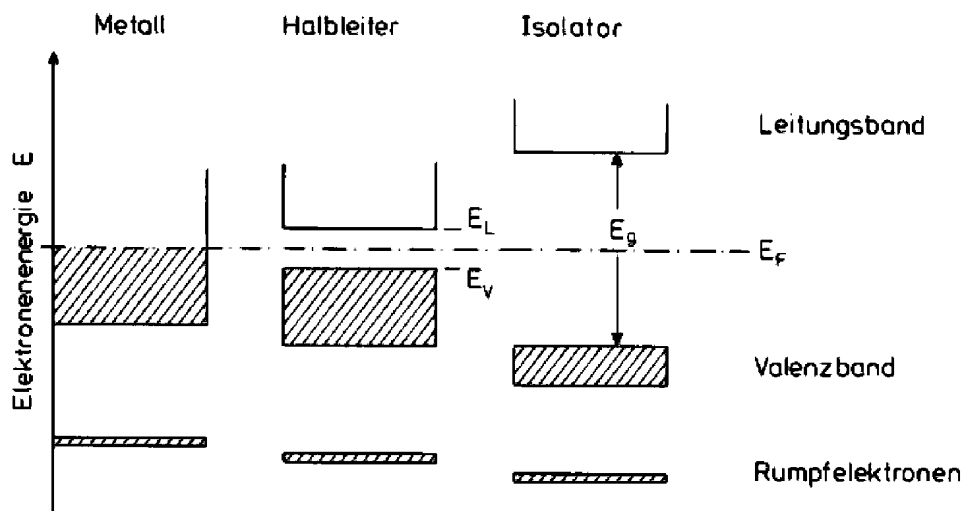


Fig 7.1 'Termschema' für Metall, Halbleiter und Isolator.

Um die Bandlücke von Isolatoren zu verstehen, ist es nicht notwendig, die Theorie periodischer Elektronen heranzuziehen. Die Bandlücke wird in den bedeutendsten Fällen durch die Elektronenpaarbindung hervorgerufen. Sie kann daher leicht im Orbitalbild erklärt werden. Betrachte das Term-

schema der Figur 7.2 als Beispiel.

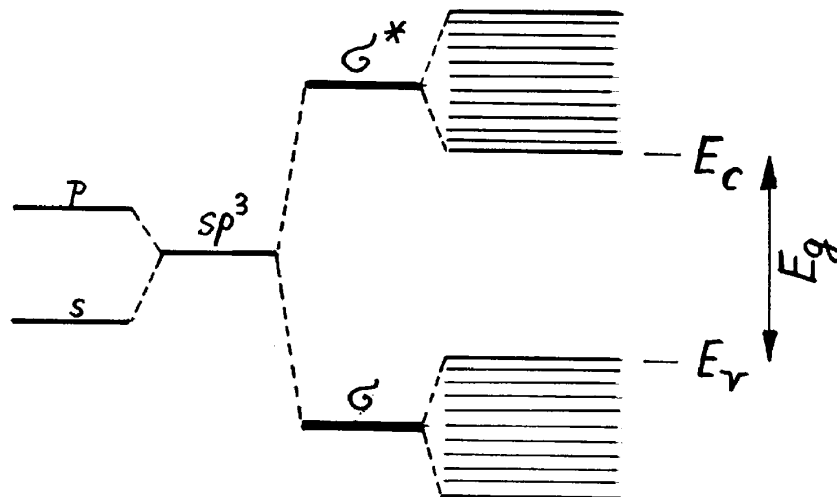


Fig 7.2 Zur Entstehung der Bandlücke. Aus den sp^3 -Hybridorbitalen entstehen bindende (σ) und antibindende (σ^*) Orbitale. Im Kollektiv verbreitern sich die letzteren Zustände in Valenz und Leitungsband.

Durch Hybridisierung der s - und p -Orbitale werden (in diesem Fall) sp^3 Hybridorbitale gebildet, die durch Überlapp benachbarter Orbitale zu je einem bindenden (σ) und antibindenden (σ^*) Orbital führen. Der Energieunterschied zwischen diesem bindenden und antibindenden Zustand entspricht der maximalen Energielücke, weil alle bindenden Orbitale bei der Elektronenpaarbindung doppelt besetzt sind. Da die einzelnen Zustände nicht nur zwischen Paaren wechselwirken, sondern eine grössere 'Reichweite' besitzen, werden die Zustände im Festkörper in Bänder aufgespalten. Das Band, das vom bindenden Orbital herrührt, heisst Valenzband und ist bei $T = 0$ vollständig besetzt. Das Band, das vom antibindenden Zustand herrührt, nennt man Leitungsband. Schematisch ist dies nochmals in der Figur 7.3 wiedergegeben.

Die Bandstruktur der wichtigsten Halbleiter-Materialien (Si, Ge, GaAs) wurden im Kapitel 6, Figur 6.27-6.30, diskutiert. Zur Erinnerung zeigt die Figur 7.4 nochmals die Bandstruktur für Silizium und Germanium.

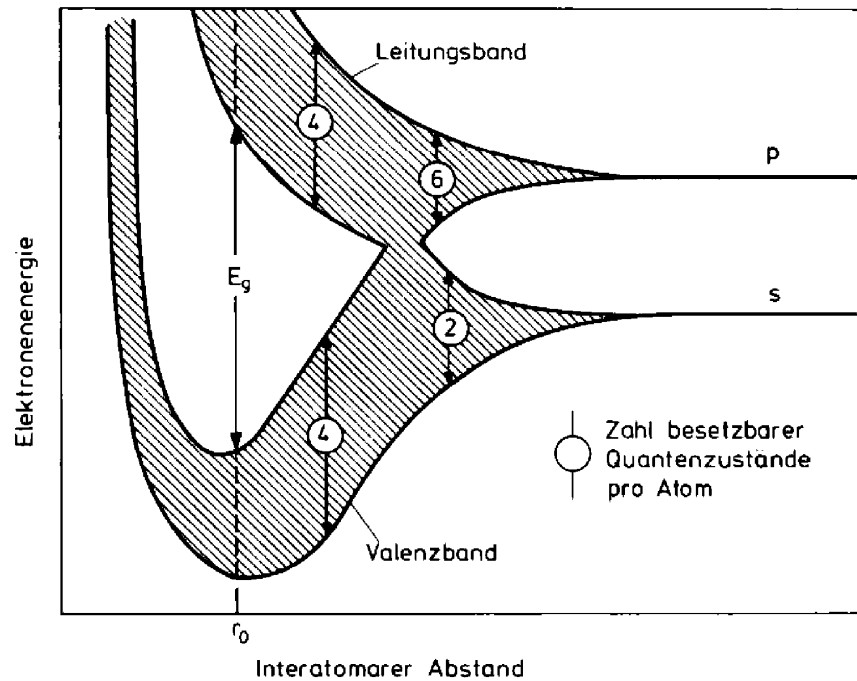


Fig 7.3 Zur Entstehung der Bandlücke. Aus den sp^3 -Hybridorbitalen entstehen bindende (σ) und antibindende (σ^*) Orbitale. Im Kollektiv verbreitern sich die letzteren Zustände in Valenz- und Leitungsband.

Angedeutet ist die Bandlücke E_g . Unterhalb dieser sind alle Elektronenzustände bei $T = 0$ K besetzt, währenddem die Zustände oberhalb der Lücke unbesetzt sind. Wir erkennen weiter, dass das Maximum des Valenzbandes im Zentrum der Brillouin-Zone liegt (sog. Γ -Punkt). Hingegen liegt das Minimum des Leitungsbandes an einer anderen Stelle. Man sagt in solchen Fällen, der Halbleiter besitze eine *indirekte Bandlücke*. Silizium und Germanium sind also von dieser Art. Im Gegensatz dazu besitzt GaAs eine *direkte Bandlücke*, die am Γ -Punkt liegt (siehe die Figur 7.5). Es gibt eine grosse Klasse von Verbindungshalbleitern, die sogenannten III-V-Halbleiter, die eine direkte Bandlücke aufweisen. Diese Halbleiter sind aus einem Element der Gruppe III und V des Periodensystems aufgebaut. Vertreter sind: InSb, InAs, InP, GaP, GaAs, GaSb und AlSb. Diese binären Systeme können durch Substitution in ternäre erweitert werden. Ein wichtiges Beispiel bildet das System $Al_xGa_{1-x}As$ (für alle $x = 0 \dots 1$). Solche

Mischsysteme haben in jüngster Zeit aus zwei Gründen eine grosse Bedeutung erlangt: Einerseits können Schichten mit verschiedenen x -Werten *epitaxial* aufeinander ‘gestapelt’ werden, und andererseits erlaubt die Wahl der Konzentration x eine Einstellung der Bandlücke (band engineering). Aus solchen sogenannten Heterostrukturen werden unter anderem Halbleiterlaser gefertigt.

Bei Silizium liegt das Minimum des Leitungsbandes auf der Verbindungslinie ΓX in der Nähe der Zonengrenze (X-Punkt). Dies ist die [100]-Richtung, so dass es daher sechs äquivalente Minima gibt (many-valley semiconductor). Bei Germanium liegt das Minimum am Zonenrand, und zwar am L-Punkt. Dies ist die [111]-Richtung, von denen es acht äquivalente gibt. Die Energieflächen für eine Energie, die etwas über diesem Minimum liegt, sind Rotationsellipsoide, falls man in erster Näherung nur Terme quadratisch in \vec{k} betrachtet. Diese Energieflächen sind in der Figur 7.6 wiedergegeben. Bei Ge gehört nur die Hälfte eines Ellipsoids zur 1. Brillouinzone.

In der Hauptachsendarstellung (grosse Hauptachsen sind [100] bei Si und [111] bei Ge) gilt für die Energie der Leitungselektronen (in der unmittelbaren Umgebung der Minima) also:

$$E(\vec{k}) = E(\vec{k}_0) + \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}{m_t^*} + \frac{\kappa_z^2}{m_l^*} \right), \quad \text{wobei } \kappa_i := (\vec{k} - \vec{k}_0)_i$$

Hierbei ist \vec{k}_0 ein Vektor in der Brillouinzone am Ort eines Leitungsbandminimums. Aus Symmetriegründen (warum genau?) gibt es nur zwei effektive Massen, die ‘transversale’ m_t^* und die m_l^* ‘longitudionale’ Masse.

Das Maximum des Valenzbandes liegt für alle Halbleiter im Ursprung der Brillouin-Zone (am Γ -Punkt). In erster Ordnung ist dieses Maximum isotrop (jedenfalls für kubische Systeme), so dass die Löcher im Valenzband (in der Nähe des Maximums) durch eine einzige effektive Masse beschrie-

ben werden können. Es zeigt sich aber, dass nicht nur ein Band, sondern drei Bänder vorkommen: Figur 7.7.

Die drei Bänder können im Γ -Punkt als p -Elektronen gedeutet werden, deren Spin-Bahn-Kopplung so stark ist, dass \vec{L} und \vec{S} für jedes Elektron einzeln zum Gesamtdrehimpuls \vec{J} koppeln. Es entstehen so die Zustände $p_{3/2}$ (4-fach entartet) und $p_{1/2}$ (2-fach entartet). Die am Γ -Punkt zweifach (Spinentartung nicht mitgezählt) entarteten Zustände bilden das Energiemaximum des Valenzbandes. Die Lochzustände der dazugehörigen Bändern heissen *schwere Löcher* (hh =heavy holes) und *leichte Löcher* (lh =light holes). Der dritte Zustand ($p_{1/2}$), respektive das dritte Band, liegt durch die Spin-Bahn-Aufspaltung energetisch um den Wert Δ unterhalb der Valenzbandkante. Die Löcher in diesem Band heissen ‘Spin-Bahn-Löcher’ (*soh*-spin-orbit holes oder split-off holes). Beispiele sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

	$E_g(0\text{ K})$ [eV]	m_n^*/m_e [eV]	m_{lh}^*/m_e	m_{hh}^*/m_e	m_{soh}^*/m_e	Δ [eV]
GaAs	1.52	0.07	0.12	0.68	0.2	0.34
GaSb	0.81	0.047	0.06	0.3	0.14	0.8
InSb	0.24	0.015	0.021	0.39	0.11	0.82
InAs	0.43	0.026	0.025	0.41	0.08	0.43
InP	1.42	0.073	0.078	0.4	0.15	0.11
Si	1.17	0.19,0.98	0.15	0.5		0.044
Ge	0.744	0.082,1.57	0.043	0.32		0.29

Die Spinaufspaltung Δ kann relativ gross sein und darf daher oft vernachlässigt werden.

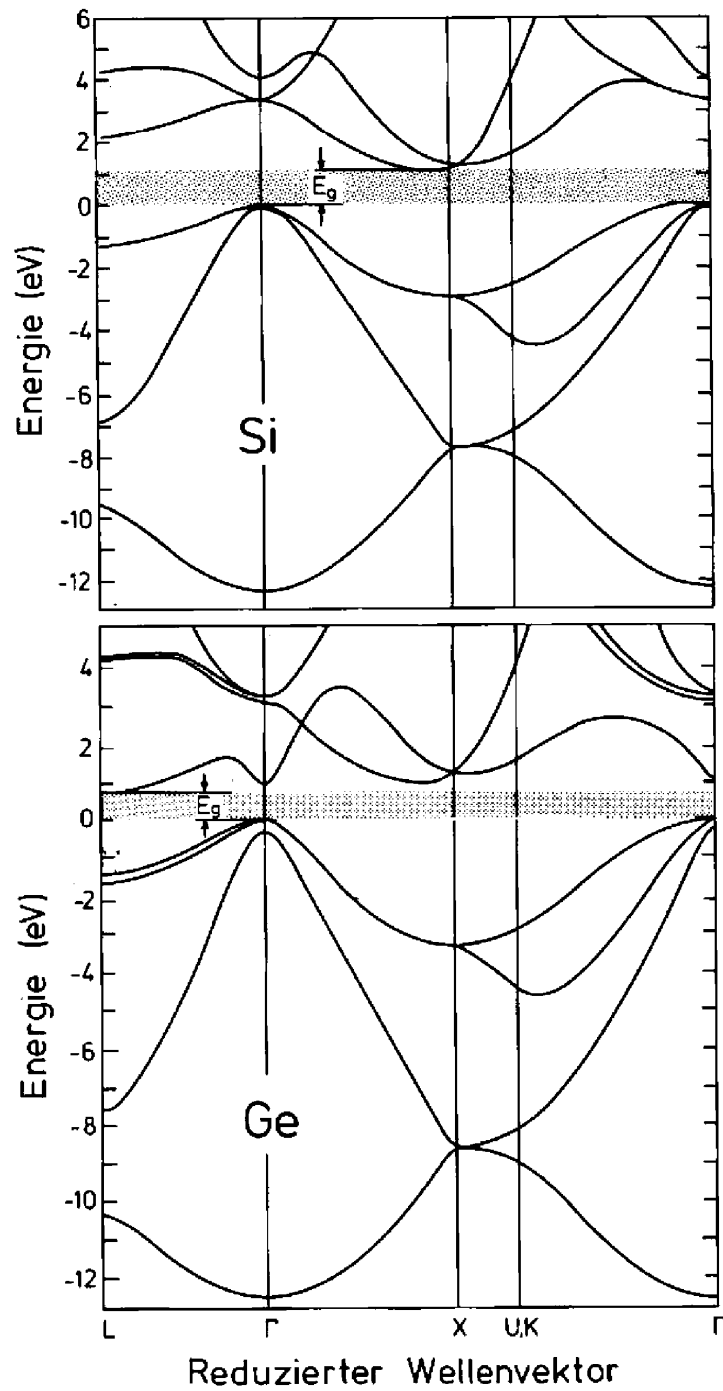


Fig 7.4 Die Bandstruktur von Silizium und Germanium. Für Ge ist die Spin-Bahnaufspaltung berücksichtigt.

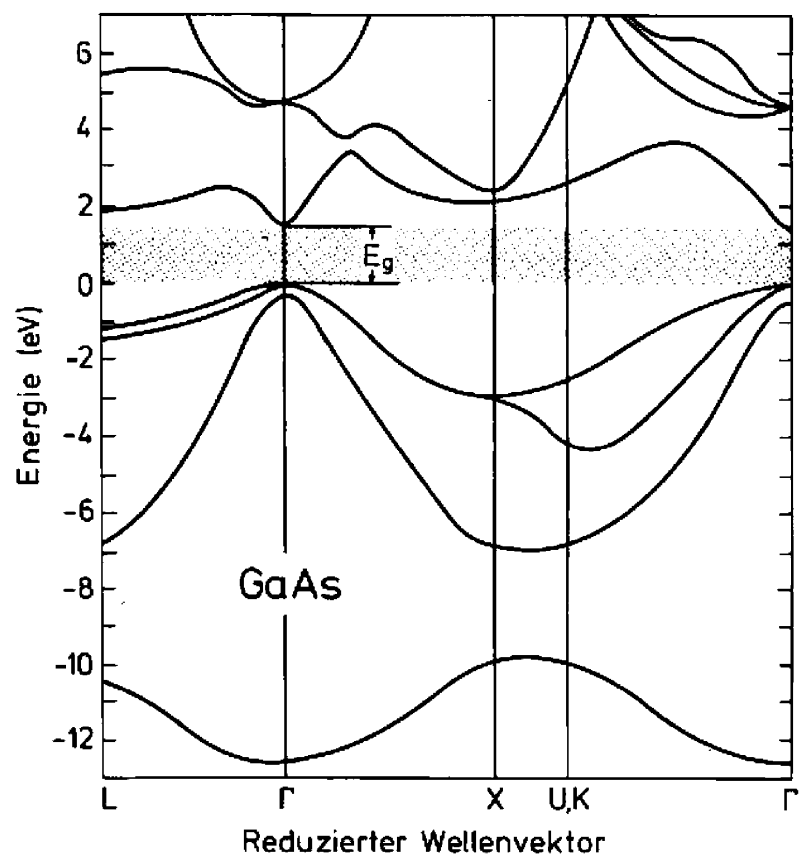


Fig 7.5 Bandstruktur von GaAs als Beispiel eines typischen III-V-Halbleiters.

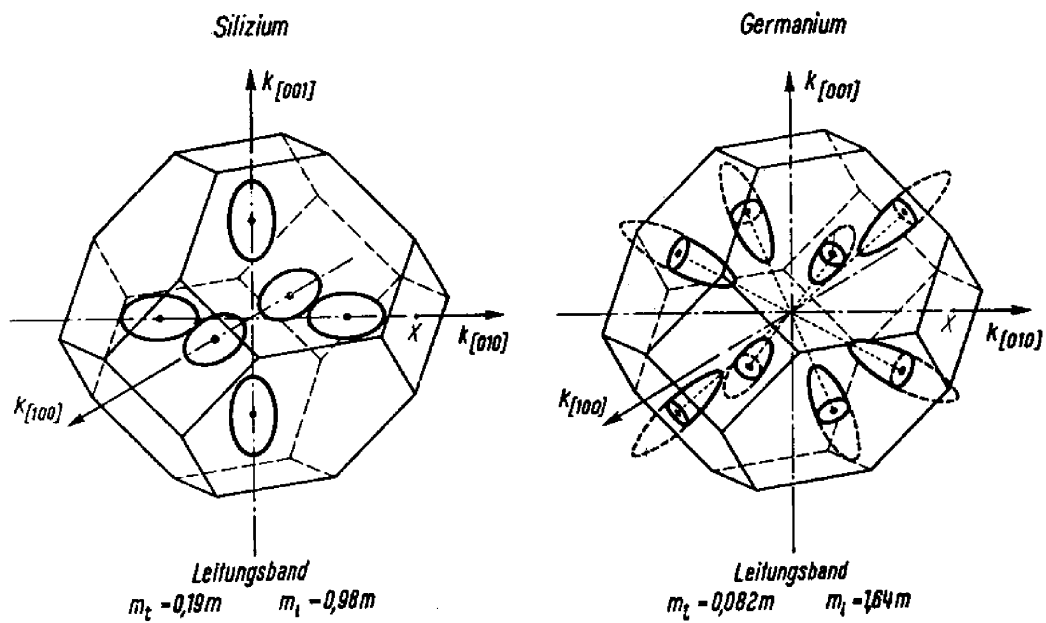


Fig 7.6 Energieellipsoide der Flächen konstanter Energie in der Umgebung der Leitungsbandminima.

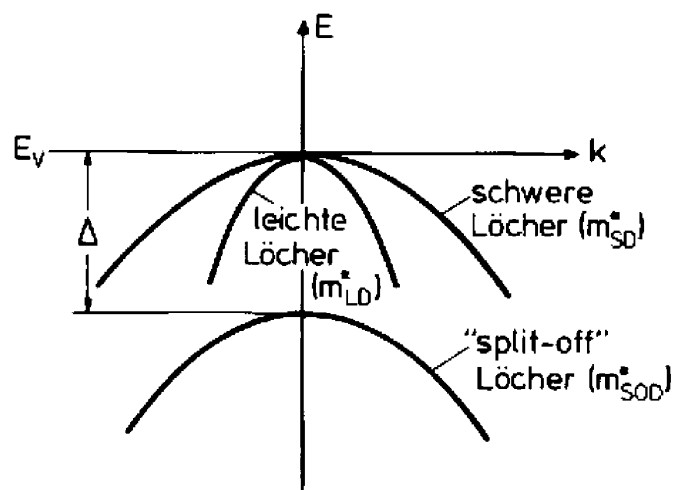


Fig 7.7 Valenzbänder in der Nähe des Maximums von einem typischen Halbleiter.

Im Grundzustand bei $T = 0$ K ist das Valenzband vollständig besetzt und das Leitungsband leer. Daraus folgt, dass die elektrische Leitfähigkeit verschwindet. Für nichtdotierte Halbleiter verwendet man das Adjektiv *intrinsisch*. Intrinsische Halbleiter sind also Isolatoren (gemäss unserer Definition). Die kleinste mögliche (elementare) Anregung erhält man, wenn ein Elektron von der Valenzbandkante in den untersten Zustand des Leitungsbandes gehoben wird. Wir erhalten so ein Paar bestehend aus einem Elektron im Leitungsband *und* einem Loch im Valenzband. Allgemein wird solch ein Prozess als Elektron-Loch-Paar-Erzeugung bezeichnet. Angenommen wir haben ein solches Paar erzeugt. Zwischen dem Elektron und dem Loch besteht eine attraktive Coulomb-Wechselwirkung, so dass ein gebundener Zustand wie beim Wasserstoffatom gebildet werden kann. Man nennt diese Zustände *Exzitonen*. Die Bindungsenergie E_{ex} ist im meV-Bereich (für Si ca. 15 meV und für GaAs 4 meV). Die Ausbildung der Exzitonen erniedrigt die kleinste mögliche elektronische Anregungsenergie auf $E_g - E_{ex}$. Man beachte, dass neben dem Grundzustand auch angeregte excitonische Zustände möglich sind (Figur 7.8). Wenn wir annehmen, dass der Lochzustand viel schwerer als der Elektronenzustand ist, dürfen wir die Gleichung für das Wasserstoffatom verwenden. Für die Energie des Grundzustandes gilt:

$$E_{1s} = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a_B}, \quad \text{wobei } a_B := \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m e^2}$$

(a_B ist der Bohr'sche Atomradius). Die Bindungsenergie ist also proportional zur Masse m und umgekehrt proportional zu ϵ^2 . Da die Dielektrizitätskonstante ϵ in Halbleitern sehr gross ist ($\epsilon(\text{Si})=11.2$, $\epsilon(\text{GaAs})=13.2$), wird die die Bindungsenergie des Exzitons E_{ex} relativ klein.

Wie erzeugt man nun ein Exziton, respektive eine elementare Anregung? Dies erfolgt zum Beispiel durch Absorption eines Photons. Die Elektron-Loch-Bildung verläuft also analog zur Paarbildung in der Teilchenphysik (Figur 7.9). Ein exzitonscher Zustand hat eine endliche Lebensdauer. Das Elektron rekombiniert mit dem Loch unter Aussendung eines Photons. In

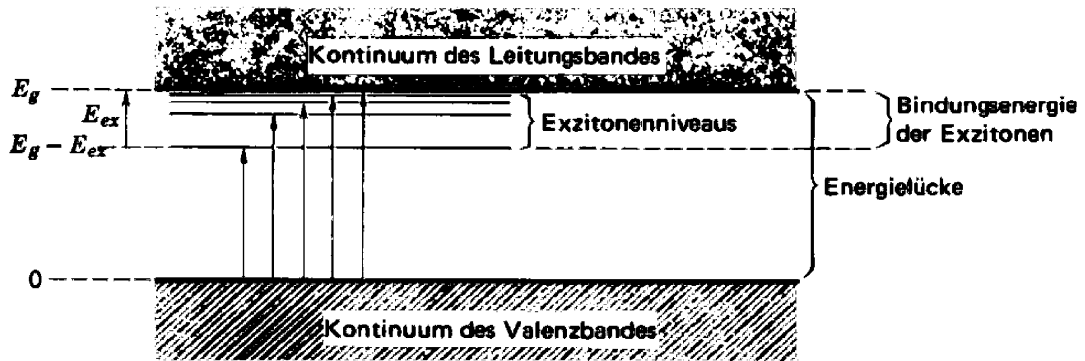


Fig. 7.8 Schematische Darstellung der Lage der Exziton-Energien.

der Sprache der Teilchenphysik annihilieren Elektron und Loch.

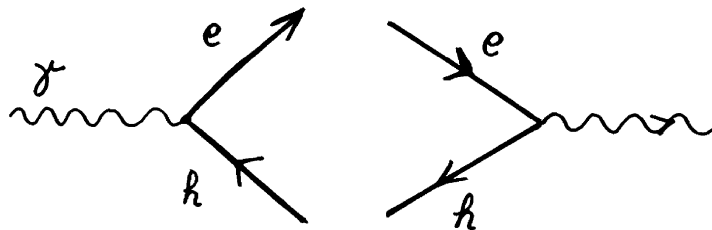


Fig 7.9 Paarerzeugung links und 'Annihilation' rechts in der Festkörperphysik.

Die elementare Anregung muss auf jeden Fall die Energie erhalten. Eine typische Anregungsenergie entspricht 1 eV. Die dazugehörige Wellenzahl des Photons ist viel kleiner als die Ausdehnung der Brillouin-Zone. Deshalb spielt der Photonenimpuls für die Auswahlregel keine Rolle. Die Translationsinvarianz des Gitters verlangt aber, dass der Kristallimpuls bis auf Vielfache eines reziproken Gittervektors erhalten sein muss. Dies zeigen wir hier nochmals: Die Wahrscheinlichkeit der Anregung eines Elektrons durch Photonabsorption (ein sogenannter optischer Übergang) ist in erster Ordnung Störungstheorie durch ein Übergangsmatrixelement des Operators $\vec{j} \cdot \vec{A}$ gegeben, wobei \vec{A} das Vektorpotential des Feldes und \vec{j} der Teilchenstromoperator ist. Da \vec{j} proportional zum Impulsoperator ist, betrachten wir für den Übergang vom Zustand $|n, \vec{k}\rangle$ in den Zustand $|n', \vec{k}'\rangle$ das Matrixelement $\langle n', \vec{k}' | \vec{p} | n, \vec{k} \rangle$. Anfangs- und Endzustand sind Bloch-

Zustände:

$$|n, \vec{k}\rangle := \Psi_n(\vec{k}, \vec{x}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}} u_n(\vec{k}, \vec{x})$$

Für das Matrixelement ergibt sich:

$$\begin{aligned} \langle n', \vec{k}' | \vec{p} | n, \vec{k} \rangle &= \frac{\hbar}{i} \int f(\vec{x}) e^{i\vec{x}\cdot(\vec{k}-\vec{k}')} d^3x, \quad \text{wobei} \\ f(\vec{x}) &= u_{n'}^*(\vec{k}', \vec{x}) \left(i\vec{k} u_n(\vec{k}, \vec{x}) + \vec{\nabla} u_n(\vec{k}, \vec{x}) \right) \end{aligned}$$

Wesentlich ist nur, dass die Funktion $f(\vec{x})$ gitterperiodisch und dass das Matrixelement proportional zur Fouriertransformierten von f an der Stelle $\vec{k}' - \vec{k}$ ist. Daraus folgt unmittelbar die Auswahlregel für den Kristallimpuls für einen direkten optischen Übergang:

$$\vec{k}' = \vec{k} + \vec{K}, \quad \text{wobei } \vec{K} \in \mathbf{G}^* \quad (7.1)$$

$$E_{n'}(\vec{k}') = E_n(\vec{k}) + \hbar\omega \quad (7.2)$$

Da der reziproke Gittervektor hier bedeutungslos ist (mit Ausnahme am Zonenrand) können wir sagen, dass der direkte optische Übergang in einem Banddiagramm *senkrecht* erfolgt (Figur 7.10). Für ein Material mit einer direkten Bandlücke erfolgt daher die Photon-induzierte Elektron-Loch-Paar-Anregung mit einem relativ grossen Streuquerschnitt ab einer Photonenergie, die grösser als E_g ist (genauer eigentlich $E_g - E_{ex}$). Bei einem Material wie Si können keine Elektron-Loch-Paare für Photonen der Energie E_g (direkt) erzeugt werden, da die indirekte Bandlücke die Kristallimpulserhaltung verletzen würde. Mittels der gleichzeitigen Erzeugung eines Phonons, kann der Übergang, jedoch mit einem deutlich kleineren Streuquerschnitt, ermöglicht werden. Phononen tragen im Gegensatz zu Photonen auf der für uns relevanten Impuls- und Energieskala aber sehr wenig Energie. Daher erfolgt der Phononenübergang *horizontal* (Figur 7.11). Die Auswahlregel für den indirekten Übergang lautet daher (näherungsweise):

$$\vec{k}' = \vec{k} - \vec{k}_{\text{Phonon}} + \vec{K}, \quad \text{wobei } \vec{K} \in \mathbf{G}^* \quad (7.3)$$

$$E_{n'}(\vec{k}') = E_n(\vec{k}) + \hbar\omega \quad (7.4)$$

Zuletzt sei noch angemerkt, dass optische Übergänge mit $n \neq n'$ im allgemeinen als *Interbandübergänge* bezeichnet werden, falls n zum Valenzband und n' zum Leitungsband gehört.

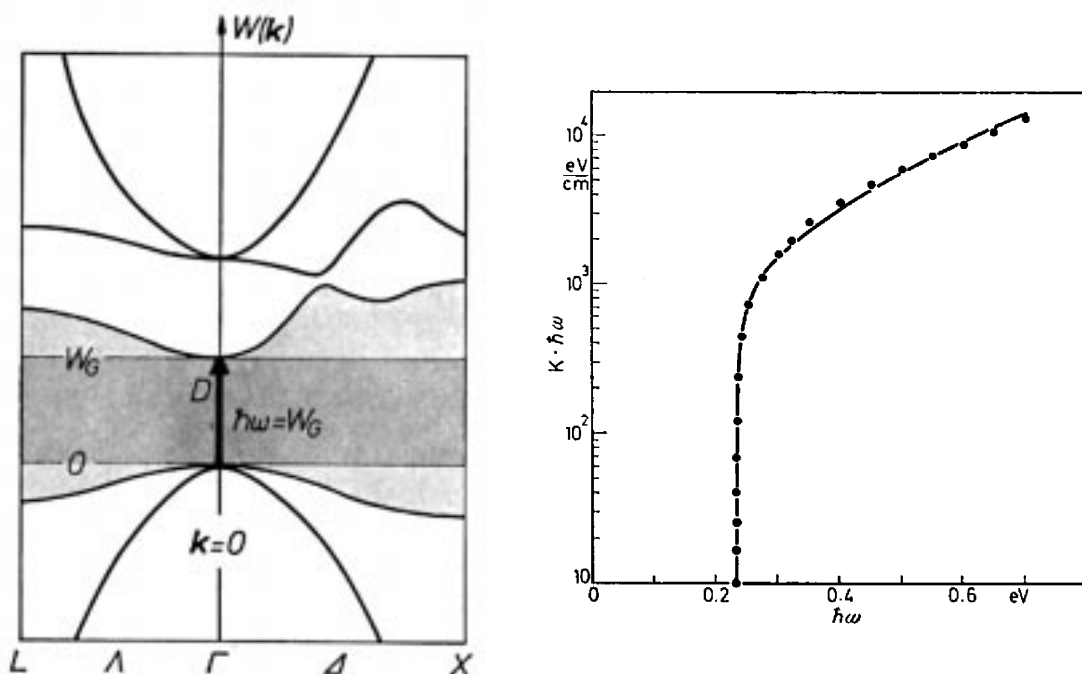


Fig 7.10 Bandstruktur und langwellige Absorptionskante von InSb hervorgerufen durch den direkten optischen Übergang am Γ -Punkt.

Dotieren eines Halbleiters

Silizium kann mit einer Reinheit von einem Fremdatom auf ca. 10^5 -Si-Atomen hergestellt werden. Diese sehr geringe Verunreinigung genügt, um die Leitfähigkeit bei Zimmertemperatur um den Faktor 1000 zu vergrößern. Das gezielte Einbringen von geeigneten Fremdatomen nennt man

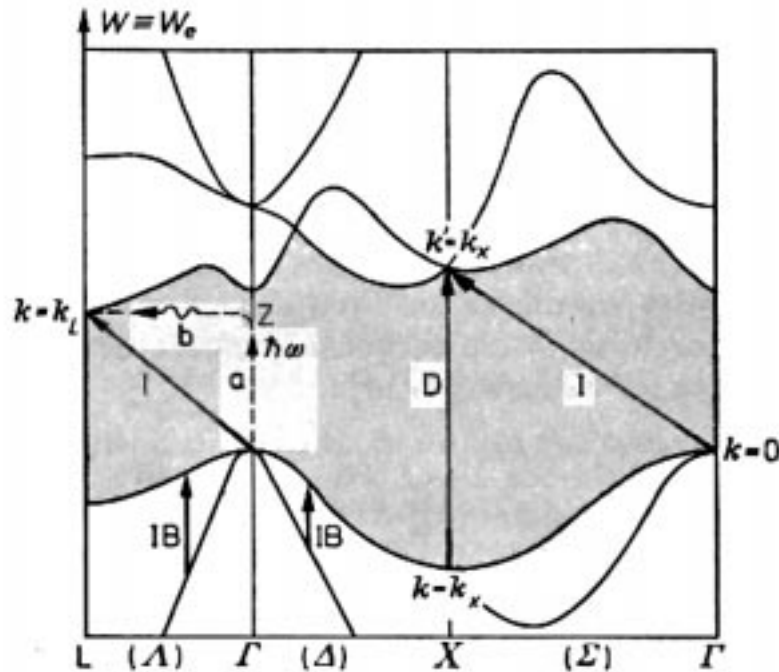


Fig 7.11 Direkte (D) und indirekte (I) optische Interbandübergänge in Ge.

Dotieren. Dadurch kann der spezifische Widerstand über viele Größenordnungen eingestellt werden. Ein *intrinsischer* Halbleiter zeigt keine elektrische Leitfähigkeit bei $T = 0$. Bei endlicher Temperatur können jedoch thermisch Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband erzeugt werden. Bei intrinsischen Halbleitern sind deshalb die Ladungsträgerkonzentrationen im Valenzband (p) und Leitungsband (n) identisch.

Zur Dotierung eines Halbleiters eignen sich Atome, die elektronisch dem Halbleitermaterial sehr ähnlich sind. Betrachten wir hierzu Silizium. Die Valenzkonfiguration lautet $3s^2 3p^2$. Wir können nun Silizium Atome durch das fünfwertige Phosphor mit der Konfiguration $[\text{Ne}]3s^2 3p^3$ ersetzen. Vier Elektronen des P-Atoms nehmen an der kovalenten Bindung mit Si teil, während ein Elektron durch Coulomb-Wechselwirkung an das P^+ -Ion gebunden ist. Um die Bindungsenergie abzuschätzen, können wir uns den Halbleiter als dielektrisches Kontinuum mit der Dielektrizitätszahl ϵ vor-

stellen. Die Bindungsenergie kann dann aus dem Bohr'schen Atommodell abgeschätzt werden (Figur 7.12). Analog zu den Exzitonen erhalten wir Energien im 10 meV-Bereich. Man beachte, dass der 'Vakuumzustand' dem Minimum des Leitungsbandes E_C entspricht, denn falls sich dieses fünfte Elektron im Leitungsband befindet, kann es sich völlig unabhängig vom Phosphor-Ion bewegen. Die kleine Bindungsenergie ist erwünscht, da bei Zimmertemperatur praktisch alle bei $T = 0$ am P^+ gebundenen Elektronen ins Leitungsband gehoben werden (ionisiert werden). Das P-Atom 'spendet' dem Leitungsband ein Elektron. Fremdatome mit dieser Eigenschaft nennt man *Donatoren*. Die Donatorzustände (d.h. der gebundene Zustand P^+ -Ion + Elektron) sind im Ortsraum lokalisiert. Die Leitungselektronen sind dagegen über den ganzen Festkörper delokalisiert. Da die Bindungsenergie des Donatorelektrons sehr verschieden von der Energie der Bandlücke ist, gibt es einen Temperaturbereich (idealerweise im Bereich der Zimmertemperatur), in dem alle Donatoren ionisiert sind, so dass die Konzentration der Löcher p im Valenzband sehr viel kleiner als die Elektronenkonzentration n im Leitungsband ist. Für die elektrische Leitfähigkeit sind im wesentlichen nur die Elektronen im Leitungsband verantwortlich. Phosphor ergibt in Si eine *n-Dotierung* und da $n \gg p$, bezeichnet man die Elektronen im Leitungsband als *Majoritätsladungsträger*. Entsprechend nennt man die Löcher im Valenzband *Minoritätsladungsträger*. In diesem *extrinsischen* Temperaturbereich ist die Ladungsträgerkonzentration relativ konstant.

Die Phosphor-Ionen sind Fremdatome, die die exakte Periodizität des Kristalls zerstören. Deshalb sind die ursprünglichen Blochzustände nicht mehr exakte Eigenzustände. Da jedoch im Vergleich zur Konzentration von Silizium nur wenig Dotieratome vorhanden sind (die Dotierungskonzentration bewegt sich im Bereich $10^{16} \dots 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) dürfen wir das lokale Ionenpotential störungstheoretisch in ein Streuproblem der Leitungselektronen miteinbeziehen. Man beachte also, dass bei Zunahme der Dotierung zwar die Elektronenkonzentration zunimmt, aber gleichzeitig die mittlere freie Weglänge reduziert werden kann. Deshalb kann bei einem hohem

Dotierungsgehalt die elektrische Leitfähigkeit durch Streuung an Ionen begrenzt werden. In modernen Halbleiter-Schichtstrukturen versucht man, die Dotierung räumlich vom elektrischen Leitungskanal zu trennen. Dadurch kann man freie Weglängen von der Grössenordnung $10 \dots 100 \mu\text{m}$ bei 4 K Temperatur erreichen.

Neben fünfwertigen Fremdatomen können wir auch dreiwertige in Silizium einbauen. Aluminium hat die Elektronenkonfiguration $3s^2 3p$. Für die kovalente Bindung mit dem Siliziumgerüst fehlt nun ein Elektron, d.h. man hat ein lokalisiertes Loch vorliegen. Es zeigt sich aber, dass man einen Zustand tieferer Energie erhält, wenn die kovalente tetraedrische Bindung lokal möglichst intakt bleibt (wie im reinen Silizium) und das fehlende Elektron über einen grösseren Bereich ausgeschmiert wird. Man kann sich dies so vorstellen, dass das Aluminium-Atom ein Elektron aus dem Valenzband einfängt, um die kovalente Bindung lokal zu ermöglichen. Das Loch im Valenzband wechselwirkt mit dem Al^- -Ion über die Ladung. Wie bei den Donatoren bilden sich gebundene Zustände, die durch das Bohr'sche Atommodell beschrieben werden können. Da der Atomradius proportional zu ϵ ist, sind diese gebundene Zustände über mehrere Gitterzellen ausgedehnt. Die Bindungsenergien sind im gleichen Grössenbereich wie bei den Donatoren. Der gebundene Lochzustand kann bei endlicher Temperatur thermisch ionisiert werden. Dadurch wird das gebundene Loch in einen freien Lochzustand ins Valenzband 'gehoben'. Ein dreiwertiges Substitutionsatom in Si nennt man auch Akzeptor, weil dieses Atom ein Elektron aus dem Leitungsband aufnimmt.

Banddiagramme werden üblicherweise für Elektronen gezeichnet in der Konvention, dass eine Zunahme der Energie einer vertikalen Verschiebung nach 'oben' entspricht. In einem solchen Diagramm gilt für Löcher genau das Umgekehrte: Ein tieferliegender Lochzustand entspricht einer höheren Energie. Der Vakuumzustand für die Löcher entspricht der Valenzbandkante E_V und die Akzeptorzustände (die gebundenen Lochzustände) liegen etwas oberhalb dieser Bandkante. Neben diesem 'Vorzeichenwechsel' gilt alles für die Donatoren gesagte auch hier.

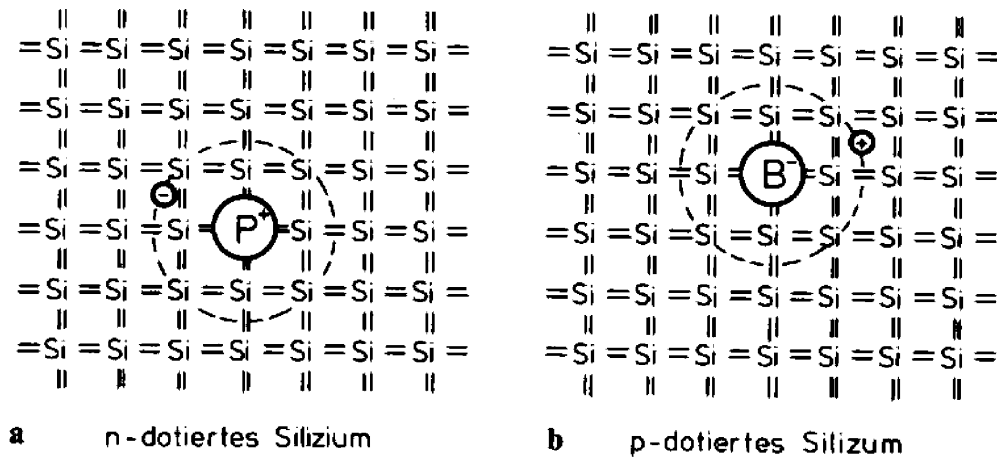


Fig 7.12 Schematische Darstellung der Wirkung eines Donators (links) und eines Akzeptors (rechts) in Silizium.

Ionisierungsenergien in [eV]							
	Donatoren			Akzeptoren			
	P	As	Sb	B	Al	Ga	In
Si	0.045	0.049	0.039	0.045	0.057	0.065	0.16
Ge	0.012	0.0127	0.0096	0.0104	0.0102	0.0108	0.0112

Abschliessend sei noch angemerkt, dass der lokalisierte Zustand der Fremdatome nicht immer so dicht unter der Bandkante liegen muss. Es existieren auch 'tiefliegende' Zustände, ja sogar solche, die in der Mitte der Bandlücke zu liegen kommen. Diese sind in ihrem Charakter ambivalent, d.h. sie sind sowohl Donatoren wie auch Akzeptoren. Solche elektronische Zustände können neben der Substitution ganz natürlich aus Defekten entstehen. Ein fehlendes Si-Atom im Gitterverband liefert vermutlich einen tiefliegenden Donator-Zustand. Die reine Oberfläche von Silizium (nicht rekonstruiert) hat ungesättigte Bindungen, die zu lokalisierten Zuständen in der Mitte der Bandlücke führen.

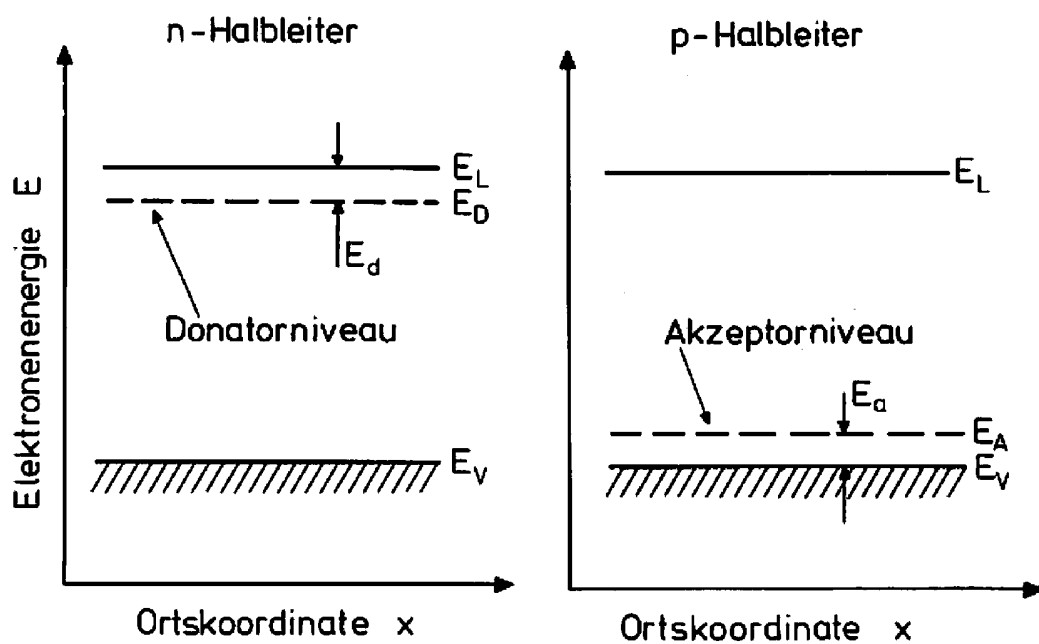
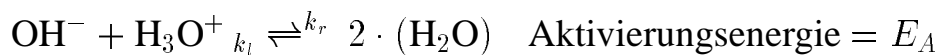


Fig 7.13 Qualitative Lage der Grundzustandsniveaus von Donatoren und Akzeptoren in bezug auf die Unterkante des Leitungsbandes E_C und der Oberkante des Valenzbandes E_V . Die (gebundenen) Akzeptor- und Donator-Zustände sind im Ortsraum lokalisiert und werden üblicherweise in einem Bandschema gestrichelt eingezeichnet.

Bilanz der Elektronen- und Löcher-Konzentration

Die Konzentrationen der thermisch angeregten Löcher und Elektronen lassen sich leicht qualitativ aus dem ‘Massenwirkungsgesetz’ ermitteln. Betrachten wir zunächst die Protonierung von Wasser. Sie entspricht der folgenden Reaktion:

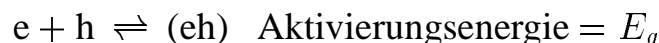


Die (temperaturabhängigen) Konstanten k_r und k_l gehören zu den Reaktionsraten in die entsprechenden Richtungen. Im Gleichgewicht gilt:

$$\begin{aligned} k_r n_- \cdot n_+ &= k_l n^2, \quad \text{falls } n_-, n_+ \ll n \Rightarrow \\ n_- \cdot n_+ &= \left(\frac{k_l}{k_r} \right) n^2 \end{aligned}$$

Hierin entsprechen die n_j 's den verschiedenen Konzentrationen. Falls die Temperatur erhöht wird, verschiebt sich, wie die Chemiker sagen, das Gleichgewicht in unserem Beispiel nach links. Die Konstante k_l nimmt zu, während k_r abnimmt. Es zeigt sich, dass das Verhältnis proportional zum Boltzmann-Faktor $\exp(-E_A/kT)$ ist.

In Analogie zu dieser Reaktion, können wir die elementare Elektron-Loch-Paarerzeugung als Reaktion der Form



interpretieren. Das Produkt der Elektronenkonzentration im Leitungsband n mit der Löcherkonzentration im Valenzband p ist dann proportional zum Boltzmann-Faktor $\exp(-E_g/kT)$. Abgekürzt schreibt man die als *Massenwirkungsgesetz* bekannte Beziehung:

$$n \cdot p =: n_i^2 \propto e^{-E_g/kT} \quad (7.5)$$

n_i nennt man *intrinsische Ladungsträgerkonzentration*. Dies deshalb, weil im intrinsischen Fall $n = p$, so dass daher $n = n_i$ und $p = n_i$. Siehe die Figur 7.14.

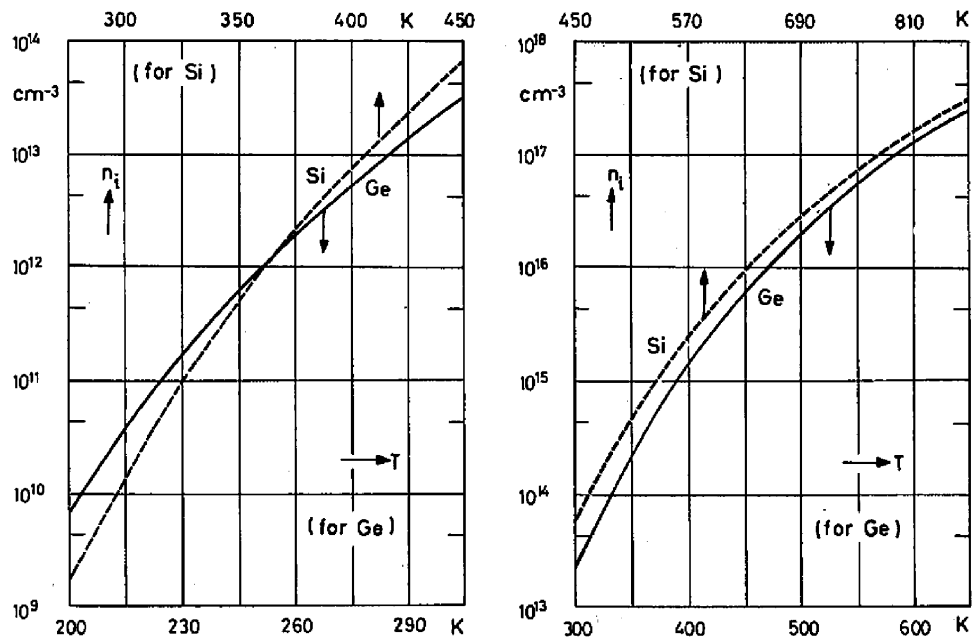


Fig 7.15 Intrinsische Ladungsträgerkonzentrationen für Si und Ge.

Die Gleichung 7.5 gilt auch für dotierte Halbleiter, vorausgesetzt wird nur, dass die Ladungsträgerkonzentrationen klein im Vergleich zur Dichte der Atome im Kristall sind und dass die Boltzmann-Statistik angewendet werden darf. Nehmen wir an, wir haben einen n-dotierten Halbleiter vorliegen mit der Dotierungskonzentration N_D . Falls die Temperatur deutlich grösser als die Ionisationsenergie ΔE_D des Donatorzustandes ist, sind alle Donatoren ionisiert. Da weiter $E_g \gg \Delta E_D$ gibt es sehr wenig Elektronen, die spontan über die Energielücke angeregt werden. Deshalb ist $n \simeq N_D$ und folglich $p = n_i^2/N_D$. In einem bestimmten Temperaturintervall ist die Konzentration der Majoritätsladungsträger konstant. Wird die Temperatur erhöht, so dass n_i von der Grössenordnung der Dotierungskonzentration wird, findet ein Übergang vom extrinsischen in den intrinsischen Bereich statt. Halbleiter-Schaltkreise können nur deshalb zu-

verlässig betrieben werden, weil im extrinsischen Bereich die Ladungsträgerkonzentration nur schwach temperaturabhängig ist. Die Abhängigkeit der Konzentration ist in der Figur 7.15 dargestellt.

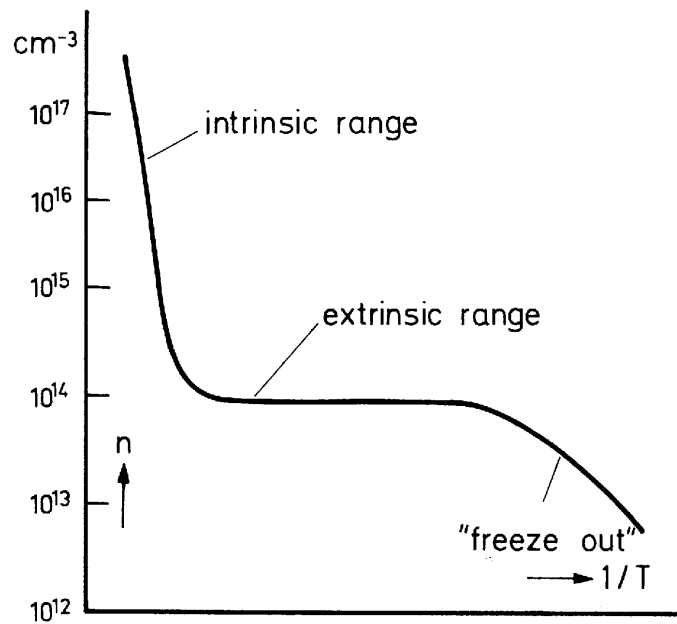


Fig 7.16 Schematische Darstellung der Majoritätsladungskonzentration (logarithmisch) als Funktion der inversen Temperatur $1/T$.

7.2 Halbleiter-Statistik

In diesem Abschnitt geht es darum, das Fermi-Niveau (chemische Potential) und die Ladungsträgerkonzentrationen zu bestimmen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Zustand besetzt ist, wird durch die Fermi-Dirac-Funktion bestimmt, da wir es mit Fermionen zu tun haben. Für viele Eigenschaften der Halbleiter, insbesondere für Halbleiter-Bauelemente, kann die Boltzmann-Statistik in guter Näherung verwendet werden. Wir beginnen zuerst mit der Zustandsdichte.

Zustandsdichte im Leitungsband in der Umgebung von E_C

Im Hauptachsensystem gilt in der Umgebung eines Minimums:

$$E(\vec{k}) = E_C + \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{\Delta k_1^2}{m_1^*} + \frac{\Delta k_2^2}{m_2^*} + \frac{\Delta k_3^2}{m_3^*} \right)$$

Die Flächen konstanter Energie sind Ellipsoide mit den Halbachsen:

$$\sqrt{E - E_C} \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_i^*} \Rightarrow$$

Das Ellipsoid zur Energie E besitzt deshalb das \vec{k} -Raum-Volumen

$$\Omega = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{2}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{3/2} (m_1^* m_2^* m_3^*)^{1/2}$$

Sei z die effektive Anzahl der Energiemulden in der 1. Brillouin-Zone ($z = 6$ für Si und $z = 8/2$ für Ge), dann gilt für die totale Anzahl der Zustände $Z(E)$ im Volumen Ω :

$$Z(E) = \frac{V}{(2\pi)^3} \cdot 2z \cdot \Omega ,$$

wobei der Faktor 2 die Spinartung mitberücksichtigt. Für die Zustandsdichte pro Volumen erhalten wir schliesslich (in dieser Näherung des quadratischen Leitungsbandes) aus

$$\rho_C(E) = \frac{1}{V} \frac{d}{dE} Z(E)$$

mit der Definition

$$m_C^* = (z^2 m_l^{*2} m_t^{*2})^{1/3} :$$

$$\rho_C(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_C^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_C} . \quad (7.6)$$

Diese Formel ist identisch zu derjenigen des freien Elektronengases mit der einzigen Modifikation einer neuen effektiven Masse m_C^* , die die Entartung der Energieminima miteinbezieht.

Zustandsdichte im Valenzband in der Umgebung von E_V

Im Γ -Punkt gilt für *ein* Band in parabolischer Näherung:

$$\begin{aligned} E(\vec{k}) &= E_V - \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2|m^*|} \Rightarrow \\ \Omega &= \frac{4\pi}{3} \left(\frac{2|m^*|}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_V - E)^{3/2} \end{aligned}$$

Die totale Anzahl Zustände innerhalb des Intervalls $E \dots E_V$ für die beiden Bänder (lh) (light holes) und (hh) (heavy holes) ist somit:

$$\begin{aligned} Z(E) &= \frac{2V}{(2\pi)^3} (\Omega(lh) + \Omega(hh)) \\ &= \frac{V}{3\pi^2} \left(\frac{2m_V^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_V - E} \end{aligned}$$

Daraus erhalten wir für die Zustandsdichte im Valenzband ρ_V mit der Definition

$$m_V^* := \left(m_{hh}^{*3/2} + m_{lh}^{*3/2} \right)^{2/3} :$$

$$\rho_V(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_V^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_V - E}. \quad (7.7)$$

Das chemische Potential des intrinsischen Halbleiters

Die Fermi-Funktion $f(E)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Zustand mit einem Elektron e besetzt ist. Wir wollen jetzt dafür das Symbol $f_e(E)$ verwenden, um zu betonen, dass es sich um die Besetzung mit Elektronen handelt. $1 - f_e(E)$ entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass ein Zustand *nicht* mit einem Elektron besetzt ist. Anders formuliert: $f_h(E) := 1 - f_e(E)$ entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass ein Zustand mit einem *Loch* besetzt ist.

$$f_h(E) := 1 - f_e(E) = \frac{1}{e^{(\mu-E)/kT} + 1}$$

In der Approximation quadratischer Bänder, die wir im folgenden immer verwenden werden, gilt für die Konzentration der Elektronen im Leitungsband n und der Löcher im Valenzband p :

$$n = \int_{E_C}^{\infty} \rho_C(E) f_e(E) dE \quad (7.8)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} \rho_V(E) f_h(E) dE \quad (7.9)$$

Das chemische Potential muss selbstkonsistent aus der Ladungsneutralität bestimmt werden. Diese fordert (intrinsischer Halbleiter)

$$p = n \quad (7.10)$$

Aus der Figur 7.17 ist zu entnehmen, dass $\mu = E_F$ in der Bandlücke liegen muss. Falls im Leitungs- und Valenzband identische Zustandsdichten vorliegen (d.h. identische effektive Massen), liegt E_F exakt in der Mitte der

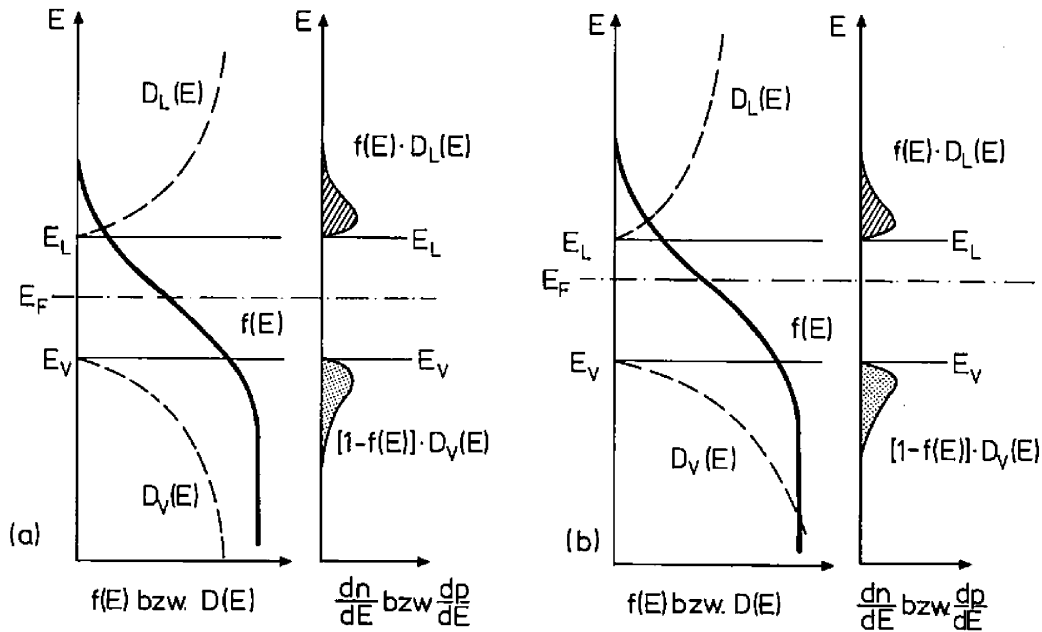


Fig 7.17 Fermi-Funktion $f(E)$, Zustandsdichten $D(E)$ und Elektronen- (n) bzw. Löcherkonzentration (p) im Leitungs- und Valenzband, für identische Zustandsdichten im Leitungs- und Valenzband (links) und verschiedene Zustandsdichten (rechts).

Bandlücke. Um die Gleichung 7.10 aufzulösen, verwenden wir die folgende Näherung:

$$E_C - \mu \gg kT \quad \text{und} \quad \mu - E_V \gg kT \quad \Rightarrow \quad E_C - E_V \gg kT$$

n und p können nun explizit berechnet werden, weil man f_e und f_h durch Boltzmann-Funktionen ersetzen kann:

$$f_e(E) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/kT} + 1} \simeq e^{-(E-\mu)/kT} \quad (7.11)$$

$$f_h(E) = \frac{1}{e^{(\mu-E)/kT} + 1} \simeq e^{-(\mu-E)/kT} \quad (7.12)$$

Für n und p folgt nun:

$$n = 2 \left(\frac{m_C^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{(\mu - E_C)/kT} = N_C(T) e^{(\mu - E_C)/kT} \quad (7.13)$$

$$p = 2 \left(\frac{m_V^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{(E_V - \mu)/kT} = N_V(T) e^{(E_V - \mu)/kT} \quad (7.14)$$

N_V und N_C sind effektive temperaturabhängige Dichten. Beachte: In der verwendeten Näherung wird das gesamte Leitungs- und Valenzband in je einen Zustand der Energie E_C und E_V mit dem Entartungsgrad N_C und N_V abgebildet.

Wir erhalten nun eine explizite Formel für das Massenwirkungsgesetz $np = n_i^2$, respektive für die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i .

$$np = n_i^2 = N_C N_V \cdot e^{-E_g/kT} \quad (7.15)$$

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-E_g/2kT} \quad (7.16)$$

$$n_i = 2 (m_C^* m_V^*)^{3/2} \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp(-E_g/2kT)$$

Für einen intrinsischen Halbleiter ist $n = p = n_i$. Allgemein wird ein Halbleiter (HL) als n-HL bezeichnet, falls $n > n_i(T)$ und entsprechend als p-HL, falls $p > n_i(T)$.

Die temperaturabhängigen Konzentrationen N_C und N_V sind die *Entartungskonzentrationen* für das Leitungs- und Valenzband. Für das Beispiel $n \approx N_C$ gilt die angenommene Boltzmann-Näherung nicht mehr, da nun $\mu \approx E_C$. Analoges gilt für das Valenzband. Für vernünftige Temperaturen kann in einem intrinsischen Halbleiter keine Entartung erreicht werden. Dies wird erst durch Dotieren möglich ($\approx 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$).

Wir berechnen nun das chemischen Potential μ . Aus $n = p$ folgt:

$$N_C e^{(\mu - E_C)/kT} = N_V e^{(E_V - \mu)/kT}$$

Daraus erhält man leicht durch Umformen:

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{E_V + E_C}{2} + \frac{kT}{2} \log(N_V/N_C) & (7.17) \\ \mu &= \frac{E_V + E_C}{2} + \frac{3kT}{4} \log\left(\frac{m_V^*}{m_C^*}\right) \end{aligned}$$

Das chemische Potential $\mu = E_F$ liegt bei einem intrinsischen Halbleiter in guter Näherung in der *Mitte* der Bandlücke.

Auch bei dotierten Halbleitern verwendet man oft das sogenannten intrinsischen chemischen Potential. Dies ist definiert durch die Gleichung 7.16, resp. 7.17. Es wird mit dem Symbol $\mu_i = E_i$ bezeichnet.

Einfache Folgerung für die elektrische Leitfähigkeit σ : Für die beiden relevanten Bänder (Leitungs- und Valenzband) nehmen wir zwei effektive Beweglichkeiten b_n und b_p sowie zwei Relaxationszeiten τ_n und τ_p an. Beide Bänder tragen zum elektrischen Strom bei:

$$\sigma = e(nb_n + pb_p)e = n_i e (b_n(T) + b_p(T))$$

Die stärkste Temperaturabhängigkeit steckt im Boltzmann-Faktor in n_i , \Rightarrow

$$\sigma \propto T^{3/2} (b_n(T) + b_p(T)) \exp(-E_g/2kT) \quad (7.18)$$

Der dotierte Halbleiter

Wir werden weiterhin die für einen nichtentarteten Halbleiter (HL) gültige Boltzmann-Näherung verwenden. Daraus folgert man, dass die Wilson-Formel 7.16 allgemein gültig bleibt (auch für den dotierten HL):

$$n \cdot p = n_i^2 = N_C N_V \exp(-E_g/kT) \quad (7.19)$$

Für die verschiedenen Konzentrationen verwenden wir die folgende Notation:

Symbol	für Konzentration von (siehe Figur 7.18):
N_D	Donatoren (Dotierungsgrad)
N_D^+	ionisierte Donatoren
N_D^0	neutrale, d.h. gebundene Donatoren
N_A	Akzeptoren (Dotierungsgrad)
N_A^-	ionisierte Akzeptoren
N_A^0	neutrale, d.h. gebundene Akzeptoren

Wir betrachten zunächst nur einen Donator-Zustand. Die Fermi-Dirac-Statistik gilt hier *nicht*, und zwar deshalb, weil der Donatorzustand, obwohl er wie bei anderen Zuständen nur einfach besetzt werden kann, nun *zweifach* entartet ist. Um die Statistik zu berechnen, müssen wir uns etwas in die Thermodynamik vertiefen. Wir betrachten einen einzigen Donatorzustand zur Energie E_D als Untersystem eines Fermi-Gases. Die Besetzungszahl N dieses Zustandes ist entweder 0 oder 1. n_i , $i \in 1, 2$ bezeichne die spinabhängige Besetzungszahl (spin-up und spin-down). Es existieren insgesamt drei verschiedene Konfigurationen: a) $n_1 = 0, n_2 = 0$ zu $N = 0$, b) $n_1 = 1, n_2 = 0$ zu $N = 1$, c) $n_1 = 0, n_2 = 1$ zu $N = 1$. Für

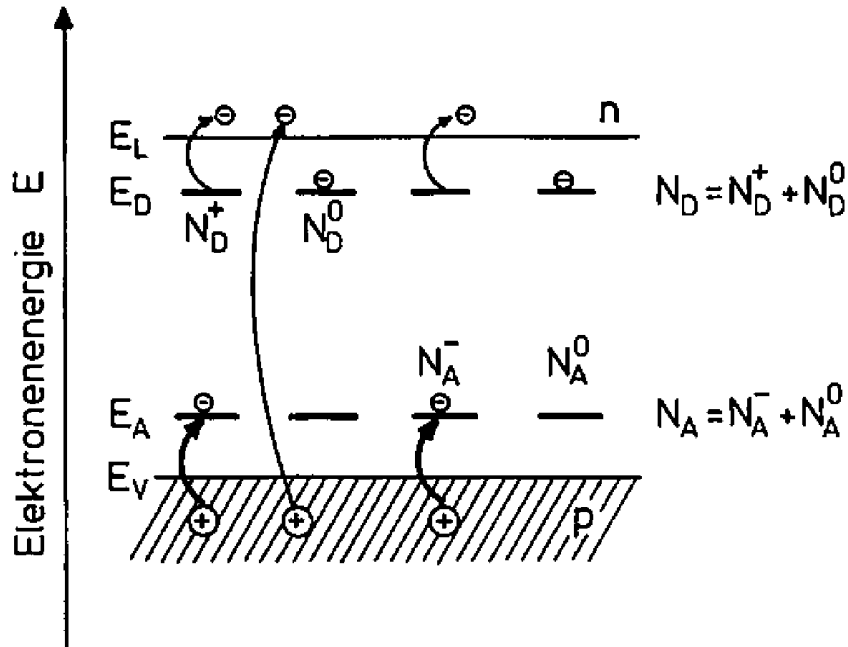


Fig 7.18 Erklärung der für n- und p-Halbleiter üblichen Bezeichnungen.

die thermodynamische Zustandssumme

$$Z(\beta, N) = \sum_{\{n_1, n_2 | \sum n_i = N\}} \exp(-\beta \sum n_i E_i) \quad (E_i := E_D, \beta = 1/kT)$$

ergibt sich daher:

$$Z(\beta, 0) = 1, \quad Z(\beta, 1) = 2e^{-\beta E_D}, \quad Z(\beta, N > 1) = 0,$$

Da N in diesem System nicht konstant ist, müssen wir zur grosskanonischen Zustandssumme $Q(\alpha, \beta)$ übergehen:

$$Q(\alpha, \beta) = \sum_N e^{\alpha N} Z(\beta, N) = 1 + 2e^{\alpha - \beta E_D}$$

Für den Erwartungswert der Besetzungszahl folgt:

$$\langle N \rangle = \frac{\partial}{\partial \alpha} \log Q(\alpha, \beta) = \frac{1}{\frac{1}{2}e^{\beta E_D - \alpha} + 1}$$

Im Gleichgewicht entspricht das grosskanonische Potential α dem chemischen Potential, d.h. $\alpha = \mu/kT$.

$$\langle N \rangle = \frac{1}{\frac{1}{2}e^{\beta(E_D - \mu)} + 1} > f(E_D)$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeit ist grösser, weil es für den Donator gleichgültig ist welche Spinorientierung das Elektron hat.

Für die Anzahl der gebundenen (neutralen) Donatoren gilt somit:

$$N_D^0 = \frac{N_D}{\frac{1}{2}e^{(E_D - \mu)/kT} + 1} \quad (7.20)$$

Falls $E_D \gg \mu \Rightarrow N_D^0 \ll N_D$ und somit $N_D^+ := N_D - N_D^0 \approx N_D$. Also:

Falls das Fermi-Niveau E_F 'weit' *unterhalb* des Donator-Zustandes liegt, sind praktisch alle Donatoren ionisiert.

Für Akzeptoren gilt in analoger Weise:

$$N_A^0 = \frac{N_A}{\frac{1}{2}e^{(\mu - E_A)/kT} + 1} \quad (7.21)$$

Falls $\mu \gg E_A \Rightarrow N_A^0 \ll N_A$ und somit $N_A^- := N_A - N_A^0 \approx N_A$. Also:

Falls das Fermi-Niveau E_F 'weit' *oberhalb* des Akzeptor-Zustandes liegt, sind praktisch alle Akzeptoren ionisiert.

Das chemische Potential μ (Fermi-Energie E_F) muss selbstkonsistent aus der Neutralitätsbedingung bestimmt werden. Wir betrachten die Situation relativ zum 'ungeladenen' Grundzustand (Valenzband vollständig besetzt, Leitungsband leer).

$$\begin{aligned} \text{negative Ladungen} &= n + N_A^- \\ \text{positive Ladungen} &= p + N_D^+ \quad \Longrightarrow \end{aligned}$$

$$n + (N_A - N_A^0) = p + (N_D - N_D^0) \quad (7.22)$$

Hierin sind n , p , N_A^0 und N_D^0 von μ abhängig. Leider kann das chemische Potential aus dieser Gleichung nicht analytisch berechnet werden. Jedoch ist es leicht möglich, Näherungen für bestimmte Grenzfälle anzugeben.

Diskussion des Verhaltens für einen n-Halbleiter ($N_D \gg N_A$):

Für $T \rightarrow 0$ werden Akzeptor-Zustände durch Donator-Elektronen besetzt, so dass das Material n-artig mit der Konzentration $N_D - N_A$ ist.

Für $kT \approx E_C - E_D =: \Delta E_D$ werden die Donatoren ionisiert und die Elektronendichte im Leitungsband wird:

$$n \propto \exp(-\Delta E_D/2kT)$$

In diesem Bereich besteht ein Gleichgewicht zwischen dem Donatorzustand und dem Leitungsband, so dass das chemische Potential zwischen E_D und E_C zu liegen kommt.

Im Intervall $\Delta E_D < kT < E_g$ ist die Ladungsträgerkonzentration im Leitungsband nur schwach T -abhängig ($n = N_D$). Man verwendet für dieses Gebiet die Begriffe *extrinsische-* oder *Störstellenleitung*. Das chemische Potential liegt nun unterhalb E_D , jedoch oberhalb des intrinsischen Potentials μ_i .

Für $kT \approx E_g$ findet der Übergang zur intrinsischen Leitung statt:

$$n \approx n_i \propto \exp(-E_g/2kT)$$

Das chemische Potential nähert sich nun dem intrinsischen μ_i .

Dieses Verhalten ist in der Figur 7.19 wiedergegeben. Das temperaturabhängige chemische Potential für Si und GaAs ist der Abbildung 7.20 zu entnehmen.

Das chemische Potential geht für $T \rightarrow 0$ nicht, wie etwa aus der Figur 7.20 abgeleitet werden könnte, asymptotisch gegen einen Grenzwert, sondern verhält sich qualitativ wie in der Abbildung 7.21. Es gilt für einen *reinen* ($N_A \equiv 0$) n-Halbleiter (Übung):

$$\lim_{T \rightarrow 0} (\mu) = \frac{E_D + E_C}{2} \quad \text{und} \quad \lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{d\mu}{dT} \right) = \infty$$

Für einen realen n-Halbleiter (mit einer gewissen Konzentration von Akzeptoren) gilt hingegen $\lim_{T \rightarrow 0} (\mu) = E_D$ (Übung)!

Alle Halbleiter-Schaltkreise werden im extrinsischen Bereich betrieben. Die Majoritätsladungsträger für einen n-HL (p-HL) sind die Elektronen (Löcher) im Leitungsband (Valenzband). Gilt $N_A = N_D$ dann spricht man von einem *kompensierten HL*. Dieser verhält sich wie ein idealer intrinsischer. Im diesem für die Anwendungen bedeutsamen Regime, in dem $kT > \Delta E_A, \Delta E_D$, gilt für die Ladungsbilanz:

$$n - p = (N_D - N_D^0) - (N_A - N_A^0) \approx N_D - N_A =: \Delta N$$

Aus den beiden Gleichungen $n - p = \Delta N$ und $n \cdot p = n_i^2$ kann n und p durch ΔN und n_i ausgedrückt werden:

$$n \simeq \sqrt{n_i^2 + \left(\frac{\Delta N}{2}\right)^2} + \frac{\Delta N}{2} \quad (7.23)$$

$$p \simeq \sqrt{n_i^2 + \left(\frac{\Delta N}{2}\right)^2} - \frac{\Delta N}{2} \quad (7.24)$$

$$(7.25)$$

wobei $\Delta N := N_D - N_A$.

Wir folgern aus diesen Gleichungen:

<i>intrinsisch</i>	$n_i \gtrsim N_D - N_A $	\Rightarrow	$n \approx p \approx n_i$
<i>extrinsisch</i>	$n_i \ll N_D - N_A $	\Rightarrow	
n-Typ:	$n \simeq N_D - N_A$	und	$p \simeq n_i^2/n$
p-Typ:	$p \simeq N_A - N_D$	und	$n \simeq n_i^2/p$

Eine für praktische Anwendungen sehr elegante Parametrisierung geht vom intrinsischen chemischen Potential μ_i aus. Dieses ist implizit definiert durch

$$n_i = N_C e^{-(E_C - \mu_i)\beta}.$$

Damit kann die Gleichung $n = N_C \exp((E_C - \mu)\beta)$ elegant geschrieben werden:

$$n = n_i \cdot \exp((\mu - \mu_i)/kT) \quad (7.26)$$

$$p = n_i \cdot \exp((\mu_i - \mu)/kT) \quad (7.27)$$

Diese beiden Gleichungen sind anwendbar, so lange dass keine Entartung auftritt. Man erkennt sehr schön, dass für einen n-Halbleiter $\mu > \mu_i$ und für einen p-Halbleiter $\mu < \mu_i$ ist.

Elektrische Leitfähigkeit von Halbleitern

Kurze qualitative Betrachtung (in der effektiven Relaxationszeitapproximation): Die Gleichung 7.18 gibt bereits die wesentlichen Abhängigkeiten (für den intrinsischen Fall) an:

$$\sigma \propto T^{3/2} (b_n(T) + b_p(T)) \exp(-E_g/2kT)$$

Es bleibt, die Abhängigkeit der Mobilitäten b_i zu bestimmen. In der Relaxationszeitnäherung ist $b \propto \tau$. Die inverse Relaxationszeit entspricht der Streurrate, die proportional zum Streuquerschnitt Σ und zur mittleren Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ ist:

$$\frac{1}{\tau} \propto \langle v \rangle \Sigma \propto \frac{1}{b}$$

Bei hohen Temperaturen (alle Phononen thermisch angeregt) erfolgt die Streuung vorwiegend an Gitterschwingungen. Der Streuquerschnitt ist proportional zur mittleren quadratischen Auslenkungen $\langle s^2 \rangle$ der Gitterschwingungen, was wiederum proportional zu kT ist (Äquipartitionstheorem). Da der Halbleiter gut mittels Boltzmann-Statistik beschrieben wird, gilt ausserdem: $\langle v \rangle \propto \sqrt{T}$. Insgesamt erhalten wir daher:

$$b_{\text{Ph}} \propto T^{-3/2} \quad \text{phonon scattering}$$

Bei tiefen Temperaturen nimmt der Beitrag der Phononen an der Streuung schnell ab. Die Beweglichkeit wird dann durch die Streuung an Störstellen (z.B. durch Dotierung) bestimmt. Die Streuung ist elastisch und erfolgt für Dotierungszentren an einem Coulompotential. Für den Streuquerschnitt kann die Formel von Rutherford herangezogen werden:

$$\Sigma \propto \langle v \rangle^{-4}$$

Für die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit folgt nun:

$$b_{\text{St}} \propto T^{3/2} \quad \text{ionized impurity scattering}$$

Siehe die Abbildungen 7.22 und 7.23. Man beachte also, dass für alle dotierten Halbleiter die Mobilität für $T \rightarrow 0$ verschwindet unabhängig von der Ladungsträgerkonzentration. Es ist aber dennoch möglich, extrem hohe Beweglichkeiten bei tiefen Temperaturen zu erhalten, falls die Dotierung räumlich von einer idealen intrinsischen Halbleiterschicht getrennt wird.

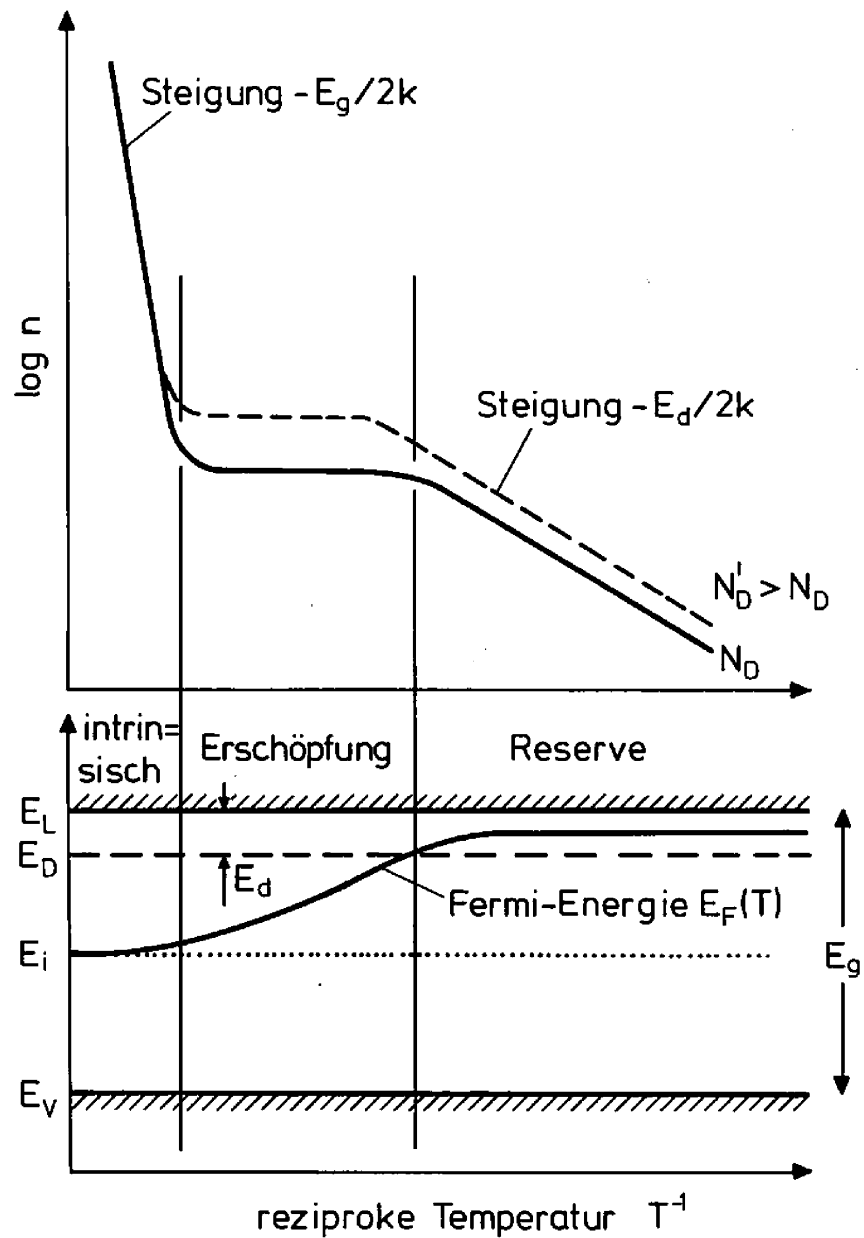


Fig 7.19 Abhängigkeit der Elektronenkonzentration (oben) und des chemischen Potentials (unten) eines n-Halbleiters als Funktion der reziproken Temperatur.

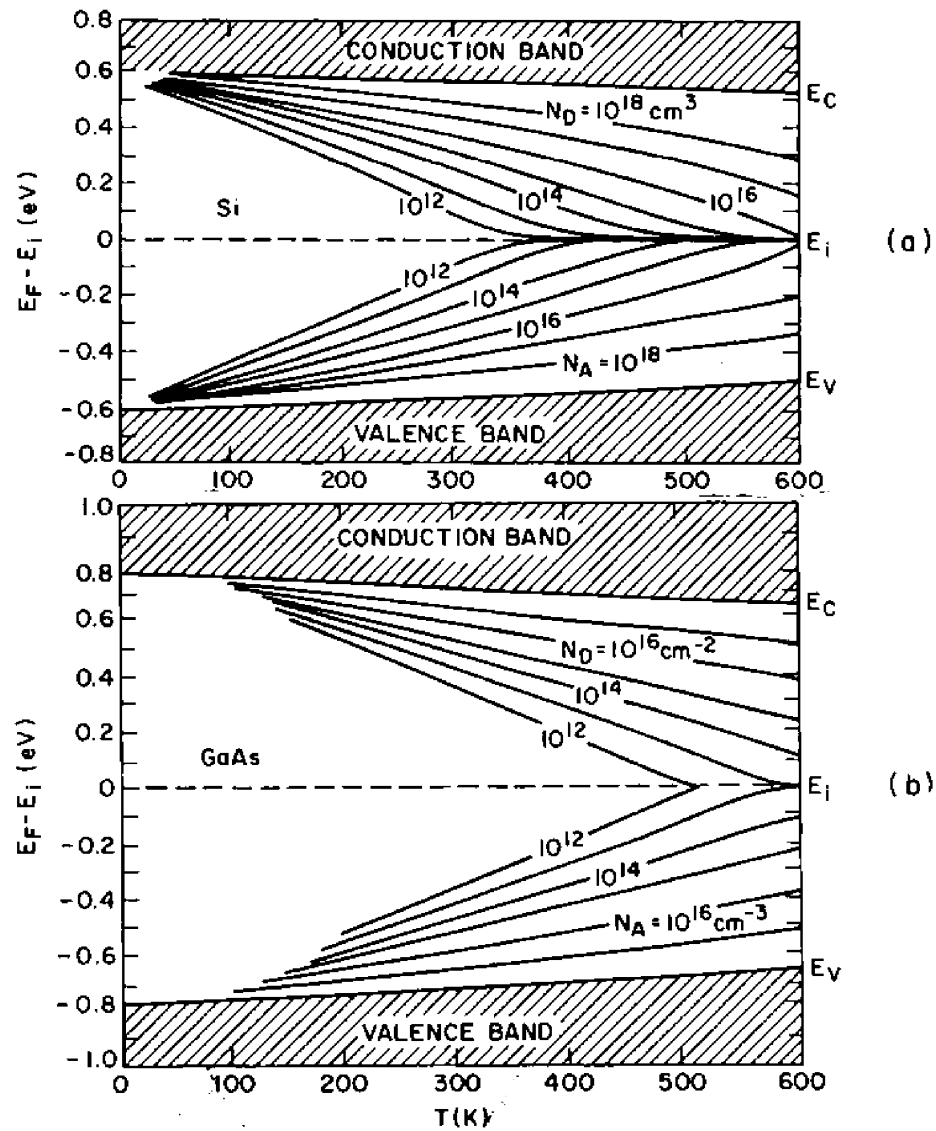


Fig 7.20 Fermi-Energie (chemisches Potential) für Si und GaAs in Abhängigkeit der Temperatur und des Dotierungsgrades.

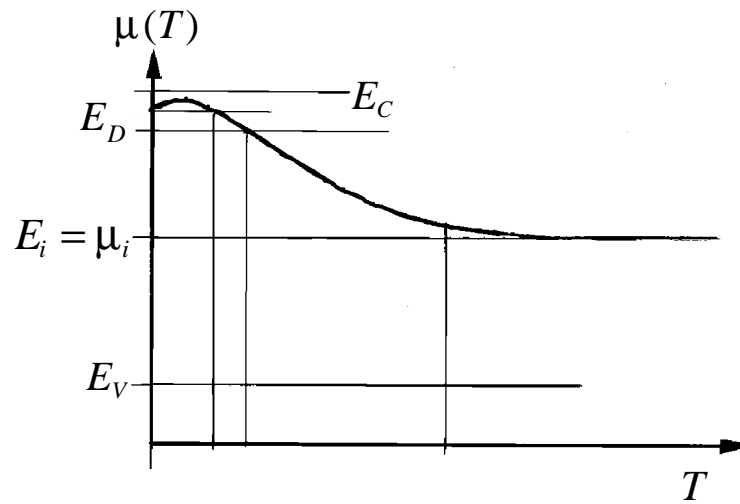


Fig 7.21 Das chemische Potential für einen n-Halbleiter

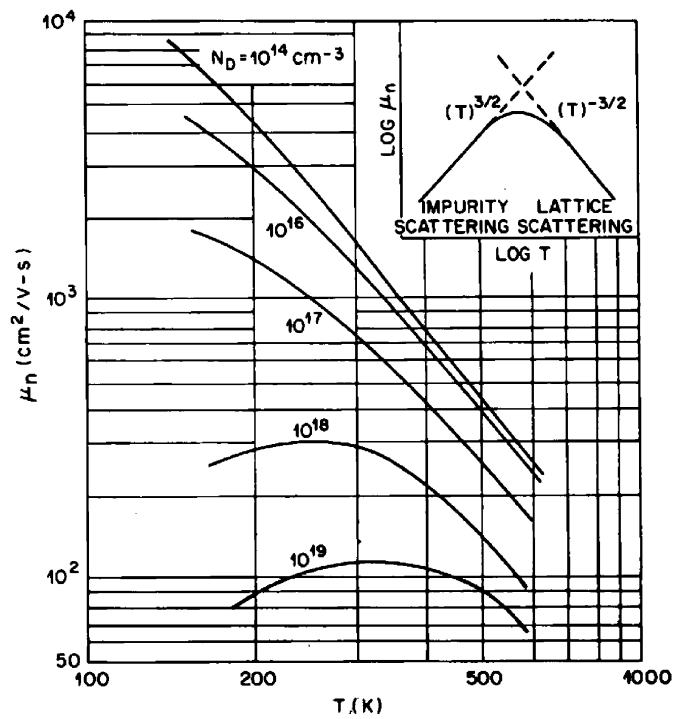


Fig 7.22 Elektronen-Mobilität für Si als Funktion der Temperatur.

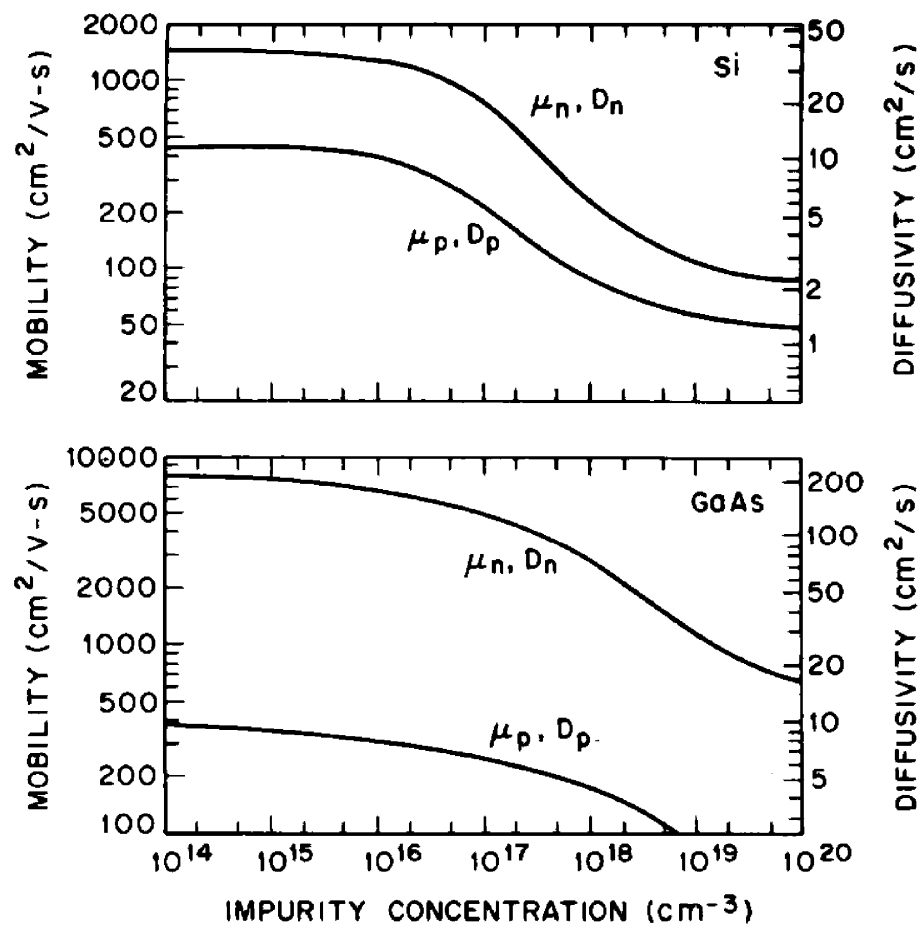


Fig 7.23 Mobilität und der Diffusionskoeffizient $D = bkT/q$ in Si und GaAs bei Zimmertemperatur.

7.3 Grundlagen der Halbleiter-Elektronik

In diesem Kapitel betrachten wir einige Halbleiter-Bauelemente, die für das Verständnis der Halbleiter-Elektronik von Bedeutung sind. Im Rahmen dieser Vorlesung müssen wir uns leider auf das Wesentliche beschränken (pn-Übergang).

Der pn-Übergang

Der p-n-Kontakt ist von grundlegender Bedeutung für das Verständnis aller bipolaren elektronischen Elemente wie der Transistor und Thyristor. Er besitzt eine stark nichtlineare Strom-Spannungs-Kennlinie. Wird eine negative Spannung U vom p- zum n-Kontakt angelegt, ist der Strom I bis zu einer sogenannten Durchbruchspannung sehr klein (Sperrichtung). In der umgekehrten Polarität nimmt der Strom hingegen sehr schnell zu (Vorwärtsrichtung), Figur 7.24.

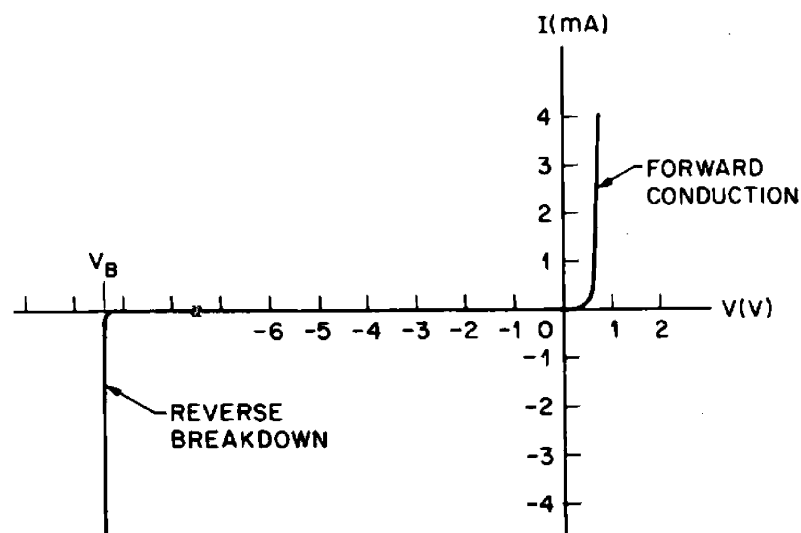


Fig 7.24 Strom-Spannungs-Kennlinie eines np-Kontaktes (einer bipolaren Diode).

Wir betrachten in Gedanken zwei ideale n- und p-Halbleiter ($N_A = 0$ für den n-Leiter und $N_D = 0$ für den p-Leiter), die über eine Grenzfläche (yz -

Ebene) miteinander in Kontakt gebracht werden. Die beiden Halbleiter seien bis auf ihre Dotierung identisch. Die chemischen Potentiale im n- und p-Gebiet sind nun verschieden. Auf der p-Seite ist die Konzentration der Löcher viel grösser als auf der n-Seite. Entsprechendes gilt für die Elektronen im Leitungsband. Ein Konzentrationsgefälle führt aber zwangsweise zu einem Diffusionsstrom, der so gerichtet ist, dass das Gefälle reduziert wird. Es fließen also Löcher vom p-Kontakt, wo sie Majoritätsladungsträger sind, zum n-Kontakt und werden dort zu Minoritätsladungsträger. Im Inneren des n-Kontaktes werden diese überschüssigen Löcher mit Elektronen rekombinieren, die ja hier im Überschuss vorhanden sind. Der Übertrag von Ladungsträgern führt zu einer effektiven Aufladung des np-Kontaktes. Die n-Seite wird *positiv* gegenüber der p-Seite aufgeladen. Wiederum gilt entsprechendes für die Elektronen, die zu einem negativen Ladungstransfer von der n- in die p-Seite führen. Der Ladungsübertrag erzeugt einen elektrischen Potentialunterschied, der einen, der Diffusion entgegenwirkenden, Feldstrom zur Folge hat. Im Gleichgewicht ist der Feldstrom gleich dem Diffusionsstrom, und zwar für die Löcher und für die Elektronen. Im Kapitel 4 haben wir gelernt, dass wir in diesem Fall das elektrochemische Potential μ_E verwenden müssen. In der Halbleiter-Physik ist es nun gebräuchlich auch das elektrochemische Potential mit E_F (Fermi-Energie) zu benennen. Da der totale elektrische Strom proportional zum Gradienten von μ_E , resp. E_F ist, muss im thermodynamischen Gleichgewicht E_F konstant sein. In den Gleichungen, aus denen man die verschiedenen Teilchenzahldichten ermitteln kann, steht für μ nun das elektrochemische Potential $\mu_E = E_F = const.$ Alle anderen Energie-Parameter werden ortsabhängig: $E_C(x)$, $E_V(x)$ und $E_i(x)$, siehe die Abbildung 7.25.

Wir betrachten nun die Figur 7.26, in der auch das intrinsische Potential E_i eingezeichnet ist. Weit entfernt vom Kontakt gilt für die n- und die p-Seite:

$$n \simeq N_D \gg n_i, \text{ und } p \simeq N_A \gg n_i$$

Da in der Umgebung des Kontaktes E_i sich notwendigerweise mit der Fermi-Energie schneidet, folgern wir mit Hilfe der Beziehungen

$$n = n_i \exp((E_F - \mu_i(x))/kT), \quad p = n_i \exp((\mu_i(x) - E_F)/kT),$$

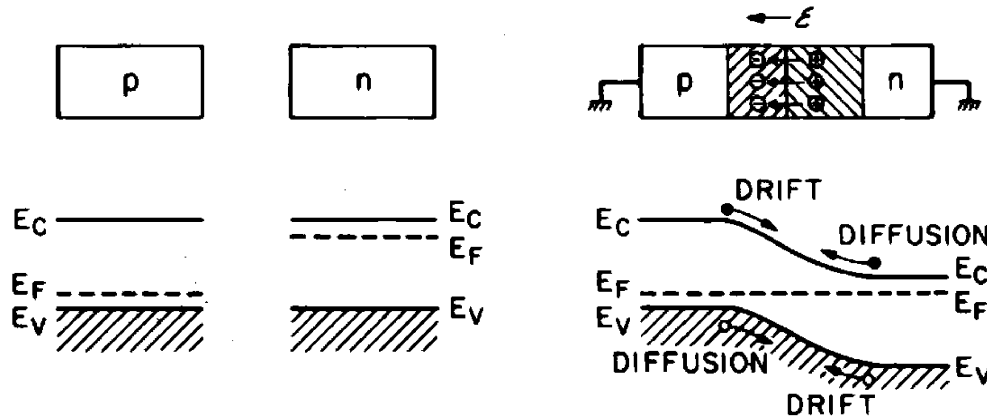


Fig 7.25 Das Energiediagramm für einen pn-Kontakt im thermodynamischen Gleichgewicht.

dass in einem Gebiet um den Kontakt herum der Halbleiter *an Majoritätsladungsträgern verarmt*. Dieses in der Figur 7.26 (oben) schraffiert gezeichnete Gebiet heisst deshalb auch *Verarmungszone* (depletion region). Die Donatoren und Akzeptoren auf der n- und p-Seite sind ionisiert. Sie können aber auf Grund der Verarmung nicht mehr kompensiert werden. Deshalb erscheint im Verarmungsgebiet die positive Ladung der (ionisierten) Donatoren im n-Leiter und die negative Ladung der Akzeptoren im p-Leiter. Das Verarmungsgebiet nennt man deshalb auch *Raumladungsgebiet* (space-charge region). Die Ladungsdichte in der Raumladungszone ist in der Abbildung 7.27 wiedergegeben.

Wir messen das elektrostatische Potential relativ zu $E_i(x)$, d.h.

$$e\varphi(x) := E_F - E_i(x)$$

Diese Konvention entspricht der in der Elektrostatik gebräuchlichen: Ein positives φ entspricht bei einem *positiven* Ladungsträger einer erhöhten Energie, resp. einer reduzierten für Elektronen. Da das chemische Potential im p-HL niedriger als im n-HL ist, muss die potentielle Energie *für Elektronen* im p-HL entsprechend erhöht sein, um ein Gleichgewicht zu ermöglichen. In unserer Konvention wird also φ im p-Kontakt negativ.

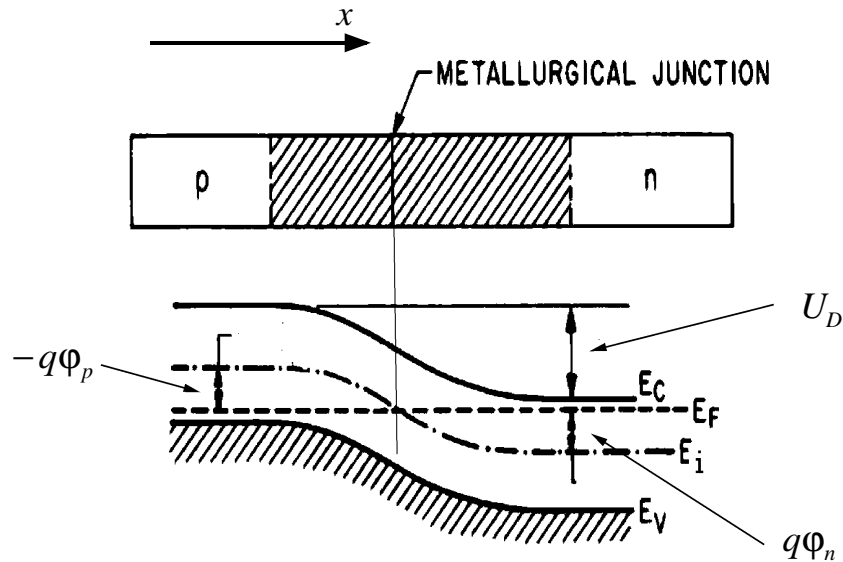


Fig 7.26 Der pn-Kontakt. U_D ist das sog. Diffusionspotential (inneres elektrostatisches Potential).

Das Potential erhält man aus:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi \quad \text{und} \quad \vec{\nabla} \cdot (\epsilon\vec{E}) = \rho$$

In einer Dimension ergibt sich daraus:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho}{\epsilon} = -\frac{e}{\epsilon} (p(x) - n(x) + N_D^+(x) - N_A(x)^-)$$

In den beiden Halbleitern weit weg von der Grenzschicht verschwindet die elektrische Feldstärke. Ausserdem gilt $\varphi(x=0) = 0$. Wir definieren:

$$\varphi(x = +\infty) =: \varphi_n \quad \text{und} \quad \varphi(x = -\infty) =: \varphi_p$$

Da $e\varphi := E_F - E_i$ und da im p-Gebiet die Löcherdichte durch $p = n_i \exp((E_i - E_F)/kT)$ bestimmt ist, kann diese letztere Gleichung durch eine anschauliche und nützliche ersetzt werden:

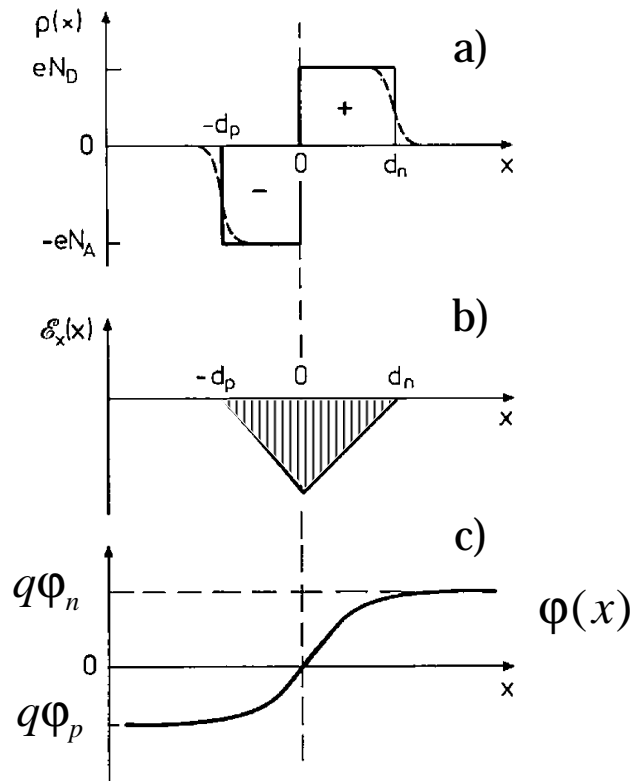


Fig 7.27 Raumladung für einen pn-Kontakt, in dem die Dotierung abrupt von p nach n an der Grenzfläche wechselt. Die rechteckförmige Ladungsdichte ist die Näherung, die in Rechnungen üblicherweise verwendet wird. Die Figur zeigt die elektrische und das elektrostatische Potential (Konvention für positive Ladungsträger).

$$p(x) = n_i \exp(-e\varphi(x)/kT) \quad (7.28)$$

Für den n-Bereich gilt eine analoge Formel:

$$n(x) = n_i \exp(e\varphi(x)/kT) \quad (7.29)$$

Anwenden der letzten beiden Gleichungen auf die Bereiche $x < -d_p$ und $x > d_n$ ergibt:

$$\varphi_p = \frac{kT}{e} \log \left(\frac{p_p(x < -d_p)}{n_i} \right)$$

$$\varphi_n = \frac{kT}{e} \log \left(\frac{n_n(x > d_n)}{n_i} \right)$$

Wir haben hier einen Index eingeführt, der das entsprechende Halbleitermaterial bezeichnet. Zum Beispiel steht p_n für die Löcherkonzentration im n-Halbleiter. Der Unterschied dieser beiden Potentiale wird Diffusionspotential U_D genannt. Wir erhalten nun:

$$U_D := \varphi_n - \varphi_p = \frac{kT}{e} \log \left(\frac{p_p(x < -d_p) n_n(x > d_n)}{n_i^2} \right) \quad (7.30)$$

Da $p_p \simeq N_A$ für $x \rightarrow -\infty$ (Potential konstant = φ_p) und $n_n \simeq N_D$ für $x \rightarrow \infty$ (Potential konstant = φ_n) folgt:

$$U_D := \varphi_n - \varphi_p = \frac{kT}{e} \log \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (7.31)$$

Ganz leicht zeigt man (Übung):

$$\lim_{T \rightarrow 0} eU_D(T) = E_g \quad (7.32)$$

Das Diffusionspotential kann mit einem von aussen angebrachten Voltmeter nicht gemessen werden, warum nicht?

Berechnung der Breite $d_n + d_p$ (siehe Fig. 7.27) der Verarmungszone:
Wir verwenden für die Ladungsdichte die folgende Näherung:

$$\rho(x) = \begin{cases} -eN_A & \text{falls } -d_p < x < 0 \\ +eN_D & \text{falls } 0 < x < d_n \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Das maximale elektrische Feld kommt an der Stelle $x = 0$ vor:

$$\begin{aligned} E(0) &= -\frac{eN_A d_p}{\epsilon} = -\frac{eN_D d_n}{\epsilon} \Rightarrow \\ N_A \cdot d_p &= N_D \cdot d_n \quad \text{mit } d := d_n + d_p \Rightarrow \\ d_p &= \frac{d}{1 + N_A/N_D} \quad \text{und} \quad d_n = \frac{d}{1 + N_D/N_A} \end{aligned}$$

Das Diffusionspotential entspricht dem Flächeninhalt des Dreiecks der Abb. 7.17b, d.h. $U_D = \frac{1}{2}E(0)d$. Mit den letzten Beziehungen kann diese Gleichung umformuliert und nach d aufgelöst werden. Man erhält:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) U_D} \quad (7.33)$$

Verarmungszonen haben typisch eine Breite im Bereich 10...100 nm (Übungen). Die Dicke wird bestimmt durch den kleineren der beiden Dotierungen N , d.h. $d \propto \epsilon U_D / N$

Im Gleichgewicht fliesst kein Netto-Strom durch die Halbleiterstruktur. Durch Anlegen einer treibenden Gleichspannung (klein im Vergleich zu E_g) wird ein Strom hervorgerufen. Im n- und p-Kontakt weg von der Verarmungszone wird der Strom durch die Majoritätsladungsträger getragen,

deren Konzentrationen sich effektiv nicht ändern, d.h. es existiert eine ‘Quasi-Gleichgewicht’. Der Spannungsabfall in den Kontakten ist daher gering (gute Leitfähigkeit). Die Kontaktzone ist hingegen mit Ladungsträgern verarmt, so dass die gesamte angelegte Spannung U über dem Kontakt abfällt. Beachte: das elektrochemische Potential ist nur noch in den Kontakten definiert.

Bei einer positiven Spannung U (vom p- zum n-Kontakt) verringert sich das innere Potential U_D um den Wert U (Fig. 7.28). Die Verarmungszone wird kürzer. Es folgt wie oben (siehe Herleitung zur Gleichung 7.33)

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon}{eN^*}(U_D - U)} \quad N^* := \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \quad (7.34)$$

Es zeigt sich, dass in diesem Fall der elektrische Strom relativ stark zunimmt (Vorwärtsrichtung). Für die umgekehrte Polarität wird d entsprechend grösser. Der elektrische Strom bleibt aber sehr gering (Sperrichtung).

Kapazität der Verarmungszone einer pn-Diode

Wir betrachten die differentielle Kapazität $C := dQ/dU$ pro Flächeneinheit. Eine Änderung der Spannung um dU ändert die Ladung in der Verarmungszone, weil sich die Länge d ändert. Die zusätzliche Ladung pro Längeneinheit dQ erscheint an den beiden Grenzen der Verarmungszonen, so dass dQ ein zusätzliches elektrisches Feld $d\mathcal{E}$ wie in einem Plattenkondensator erzeugt:

$$d\mathcal{E} = \frac{dQ}{\epsilon} \Rightarrow dU = \frac{dQ}{\epsilon} \cdot d$$

Für die differentielle Kapazität folgt:

$$C = \frac{\epsilon}{d(U)} \Rightarrow \frac{1}{C^2} = \frac{2(U_D - U)}{qN^*}$$

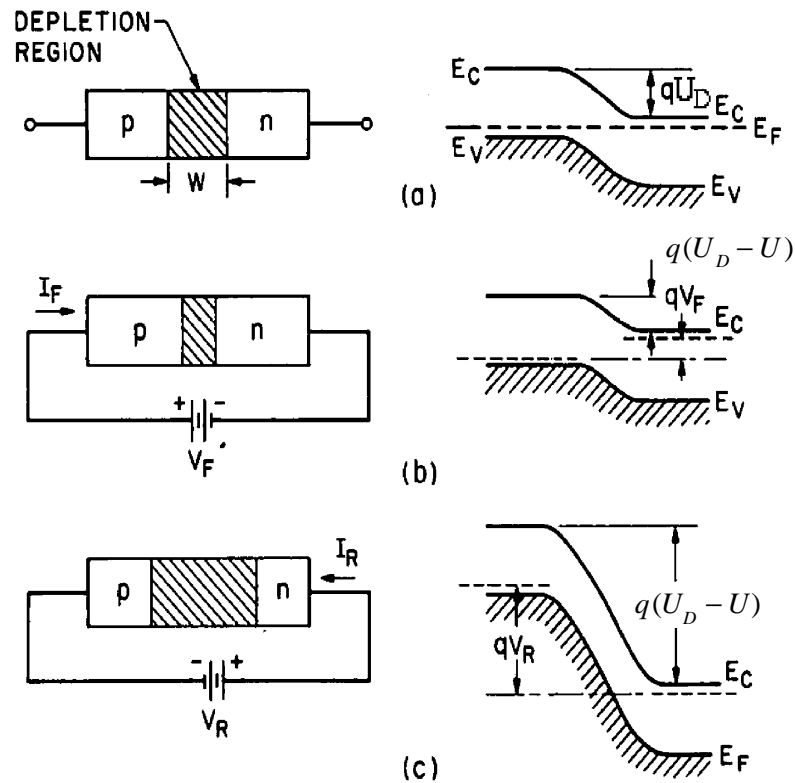


Fig 7.28 Darstellung der Verarmungszone (schraffiert) und der Energieverhältnisse (rechts) im Gleichgewicht (a) bei Anlegen einer Spannung in Vorwärts (b) und Rückwärtsrichtung (c).

Anwendung:

A) Mittels Kapazitätsspektroskopie (messen von $C(U)$) kann das innere Potential (Diffusionspotential) und die effektive Dotierungskonzentration ermittelt werden.

B) Die Diode kann als abstimmbare Kapazität eingesetzt werden (in jedem Tuner gibt es solchen Kapazitätsdioden).

Strom-Spannungs-Kennlinie der pn-Diode (Qualitativ)

Um die Strom-Spannungs-Kennlinie (qualitativ) zu verstehen, betrachten wir zuerst den Gleichgewichtsfall, wo der Diffusions- den Driftstrom

gerade kompensiert. Es ist hinreichend, die Elektronen zu betrachten (Abb. 7.29). Für Löcher gilt dasselbe.

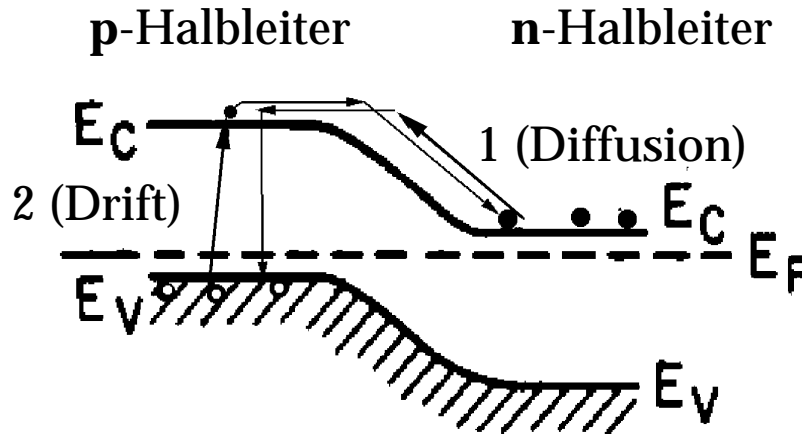


Fig 7.29 1. Diffusionsstrom: Die diffundierenden Elektronen müssen gegen einen Potentialberg anlaufen. 2. Feldstrom: Diese Elektronen driften den ‘Berg’ runter.

Die Ursache für die Diffusion der Elektronen liegt im Konzentrationsgefälle. Auf der n-Seite gibt es wesentlich mehr Elektronen als auf der p-Seite. Auf Grund des Diffusionspotentials müssen die Majoritätsladungsträger der n-Seite einen Potentialberg der Höhe eU_D überwinden. Die relative Anzahl, die dazu befähigt ist, wird durch den folgenden Boltzmann-Faktor bestimmt: gilt:

$$j_{e,Diff} \propto N_D e^{-qU_D/kT}$$

Wichtig hierbei ist, dass die Anzahl der diffundierenden Elektronen von der Höhe der Barriere abhängt.

Für den in umgekehrter Richtung fließenden Feldstrom entspricht die Anzahl der Ladungsträger der Dichte der Leitungselektronen im p-Halbleiter, d.h. der Minoritätsladungsträgerkonzentration, so dass:

$$j_{e,Feld} \propto n_i^2/N_A \propto e^{-E_g/kT}$$

Wichtig ist hier, dass eine Änderung der Potentialhöhe die Teilchendichte *nicht* ändert.

Im Gleichgewicht sind die beiden Ströme gleich gross. Wird nun eine externe Spannung in Vorwärtsrichtung angelegt, so reduziert sich der innere Potentialunterschied zwischen den beiden Halbleitern. Dadurch nimmt der Diffusionsstrom um den Faktor $\exp(qU/kT)$ zu, während der Feldstrom in erster Näherung konstant bleibt:

$$j \propto \{\exp(qU/kT) - 1\} \quad (7.35)$$

In Sperrichtung vergrössert sich das innere Potential. Der Diffusionsstrom wird reduziert. Wiederum bleibt der Feldstrom in erster Näherung konstant, so dass dieser nun den Hauptbeitrag zum Gesamtstrom ausmacht.

In einem pn-Kontakt dominiert der Diffusionsstrom der Majoritätsladungsträger in Vorwärtsrichtung und der Feldstrom der Minoritätsladungsträger in Sperrichtung.

Ideale Strom-Spannungs-Kennlinie der pn-Diode

Annahmen:

- 1 Die Verarmungszone endet abrupt an den Stellen $x = -d_p$ und $x = d_n$.
- 2 An den Grenzen zur Verarmungszone werden die Ladungsdichten durch die Potentialdifferenz bestimmt (siehe weiter unten).
- 3 Der Strom ist so klein, dass die Majoritätsladungsdichte ausserhalb der Verarmungszone nicht vom Gleichgewichtswert abweicht.
- 4 Es gibt keine Rekombination und Generation von Ladungsträgern in der Grenzschicht.

Weiter verwenden wir Indizes n, p für den n-, resp. p-Halbleiter, sowie den Index 0, falls es sich um Gleichgewichtsgrössen handelt. Zum Beispiel

bedeuten n_{n0} und n_{p0} die Gleichgewichtskonzentrationen der Elektronen auf der n- und p-Seite.

Die Gleichung 7.30 lautet fürs Gleichgewicht:

$$U_D = \frac{kT}{e} \log \left(\frac{p_{p0} n_{n0}}{n_i^2} \right) = \frac{kT}{e} \log \left(\frac{p_{p0}}{p_{n0}} \right) = \frac{kT}{e} \log \left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}} \right)$$

Daraus ergibt sich

$$\begin{aligned} n_{n0} &= n_{p0} \exp(qU_D/kT) \\ p_{p0} &= p_{n0} \exp(qU_D/kT) \end{aligned}$$

Im Gleichgewicht sind sowohl die Elektron- wie auch die Löcherdichte der beiden Halbleiterseiten über die Potentialdifferenz miteinander verknüpft. Gemäss unserer zweiten Annahme soll dies auch ausserhalb des Gleichgewichtes gültig sein:

$$n_n = n_p \exp(q(U_D - U)/kT)$$

n_p und n_n sind Dichten im *Nichtgleichgewicht*! Für kleine Ströme (Annahme 3) gilt:

$$n_n \simeq n_{n0} \quad \text{und} \quad p_p \simeq p_{p0}, \text{ so dass:}$$

$$n_{n0} = n_{p0} e^{qU_D/kT} = n_p e^{q(U_D - U)/kT}$$

Daraus ergibt sich eine der folgenden zwei Gleichungen (die andere folgt analog, wenn Löcher anstelle von Elektronen betrachtet werden):

$$n_p(-d_p) = n_{p0} \exp(qU/kT) \quad (7.36)$$

$$p_n(d_n) = p_{n0} \exp(qU/kT) \quad (7.37)$$

Die Konzentration der *Minoritätsladungsträger* wird in Vorwärtsrichtung durch *Injektion von Ladungsträgern vergrößert*, in Sperrichtung jedoch erniedrigt (Abb. 7.30).

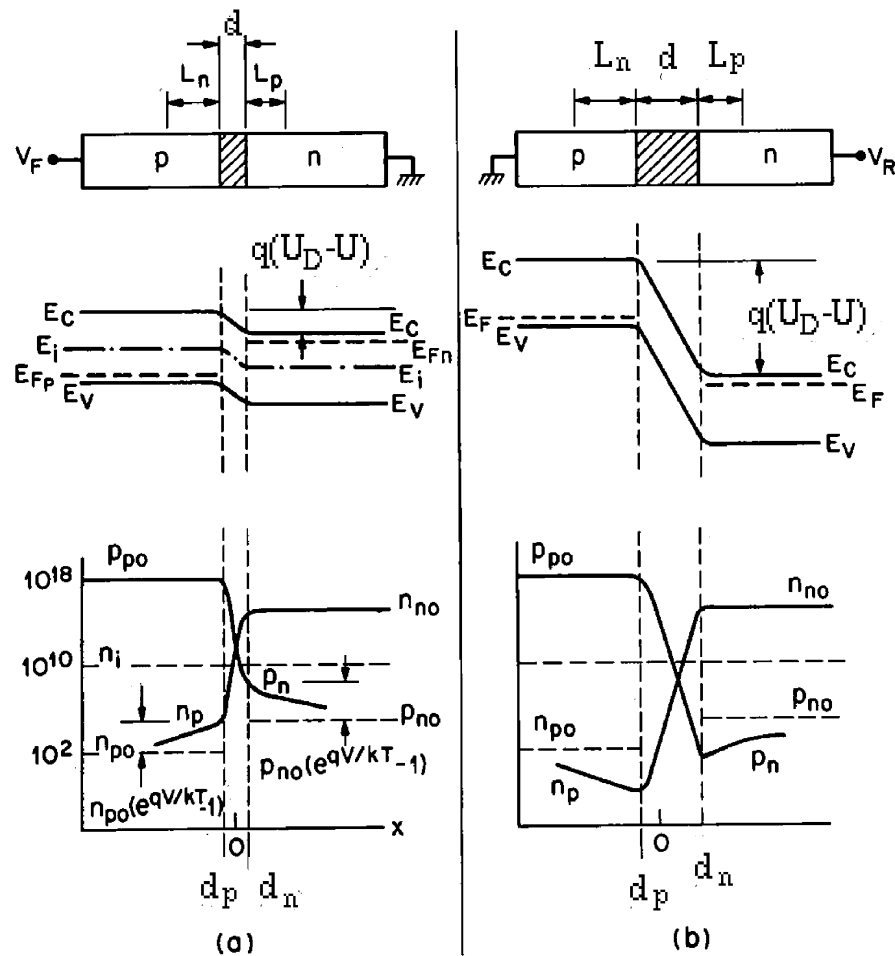


Fig 7.30 Verarmungszone, Bandschema und Ladungsdichten für die Vorwärtspolung (a) und die Sperrichtung (b).

Ausgehend von d_n in positiver Richtung x wird sich $p_n(x)$ dem Gleichgewicht p_{n0} nach einer charakteristischen Distanz angleichen. Wir betrachten nur die Löcher im n-Kontakt:

$$p_n - p_{n0} = \begin{cases} p_{n0} (e^{qU/kT} - 1) & \text{für } x = d_n \\ 0 & \text{für } x = \infty \end{cases}$$

Gemäss unserer Annahme können wir \mathcal{E} in der Umgebung des Kontaktes vernachlässigen (ausserhalb der Verarmungszone), d.h. wir müssen nur den Diffusionsstrom betrachten. Die Ladungsträgerdichte relaxiert über Rekombinations- und Erzeugungs-Prozesse (elementare Anregung) mit einer effektiven Rate, die durch eine Relaxationszeit beschrieben wird. Nun müssen wir die Diffusionsgleichung lösen. Allgemein gilt für einen stationären Zustand:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = g =: -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

In einer Dimension mit $\vec{j} = -D_p \vec{\nabla} p$:

$$D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

Die Lösung dieser Gleichung (mit obigen Randbedingungen) lautet:

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} \left(e^{qU/kT} - 1 \right) e^{-(x-d_n)/L_p}$$

Hierin ist L_p die Diffusionslänge für Löcher (als Minoritätsladungsträger).

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (7.38)$$

Nun kann der Strom angegeben werden:

$$\begin{aligned} j_p &= -D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=d_n} \\ j_p &= \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} \left(e^{qU/kT} - 1 \right) \end{aligned}$$

Für die Elektronen erhält man eine ganz analoge Formel. Der totale Strom der 'idealen' Kennlinie ergibt sich zu:

$$j = j_s \left(e^{qU/kT} - 1 \right) \quad (7.39)$$

$$j_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \quad (7.40)$$

Wir haben explizit angenommen, dass keine Ladungsträger in der Grenzschicht generiert werden (dunkle Diode). Fällt Licht auf die Verarmungszone, werden Elektron-Loch-Paare erzeugt (Fig. 7.31). Unter der Wirkung des inneren Feldes werden die Ladungsträger nun räumlich getrennt. Die Elektronen bewegen sich zur n-Seite und die Löcher zur p-Seite. Dadurch wird das Diffusionspotential reduziert (offener Stromkreis), d.h. wir können eine Spannung über der Diode messen (Photodiode oder Photozelle).

In Sperrichtung nimmt ab einer relativ grossen Spannung der Strom sehr schnell zu. Diese Stelle wird Durchbruch genannt (weil die Dioden dann meistens kaputt gehen). Es gibt zwei Ursachen für den Durchbruch: A) Einsetzendes Tunneln durch die Sperrschicht hindurch und B) der Lawineneffekt (Figur 7.32).

Andere Bauelemente

Es gibt natürlich noch viele weitere wichtige Halbleiter-Bauelemente. Wir können diese aber im Rahmen dieser Vorlesung (aus Zeitgründen) nicht im Detail behandeln. Ein Paar wichtige Aspekte sind in den folgenden Abbildungen enthalten. Diskussion (evt.) in der Vorlesung.

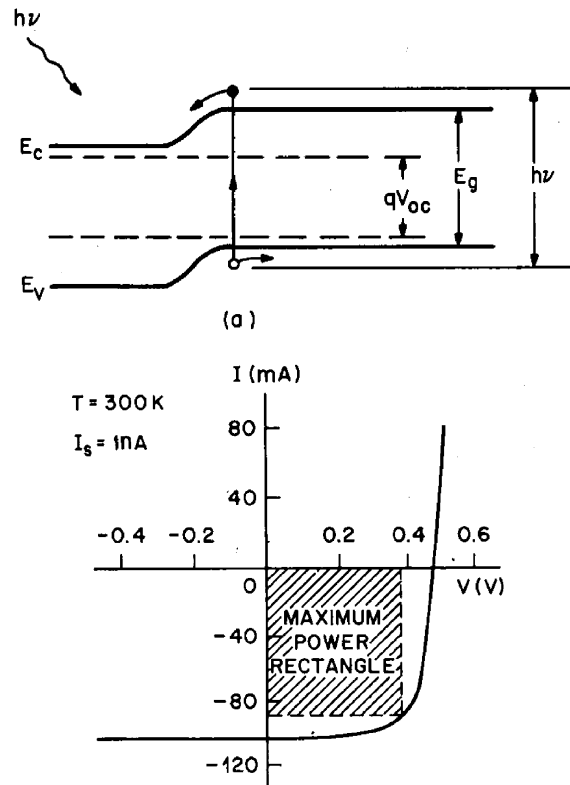


Fig 7.31 Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren durch Licht in der Verarmungszone einer Diode und die dazugehörige Strom-Spannungs-Kennlinie.

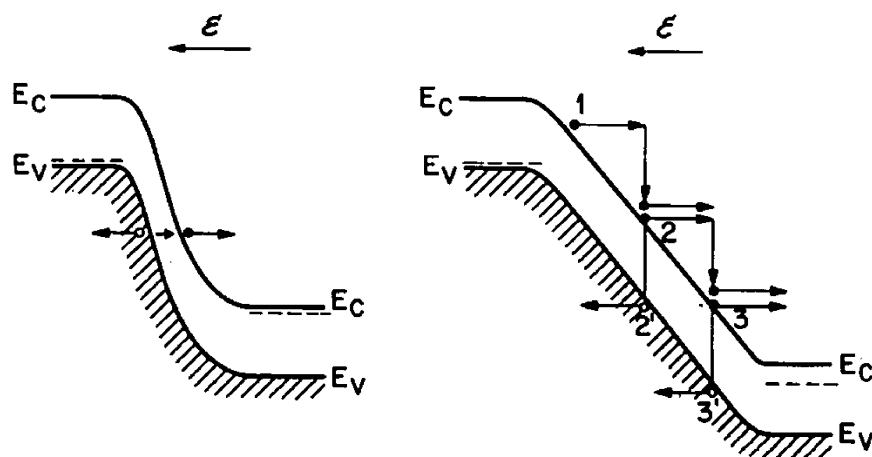


Fig 7.32 Bandschema im Gebiet des Durchbruchs. (a) Tunneln, (b) Lawineneffekt.

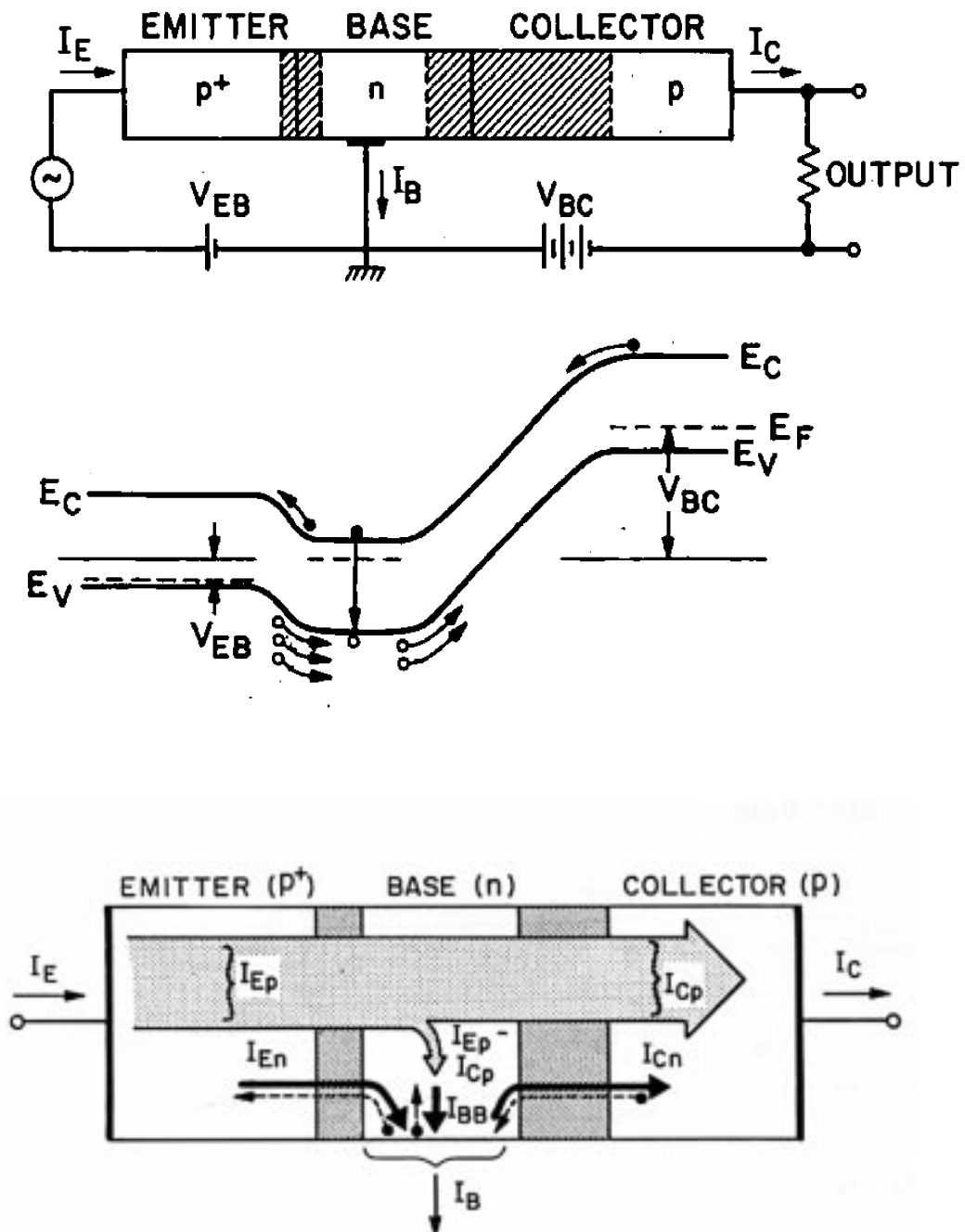


Fig 7.33 Der bipolare Transistor (hier pnp-Transistor). Basis-Emitter wird in Vorwärts- und Basis-Kollektor in Sperrichtung betrieben. Der Emitterkontakt ist höher dotiert und das Basis-Gebiet muss dünn ausgeführt sein.

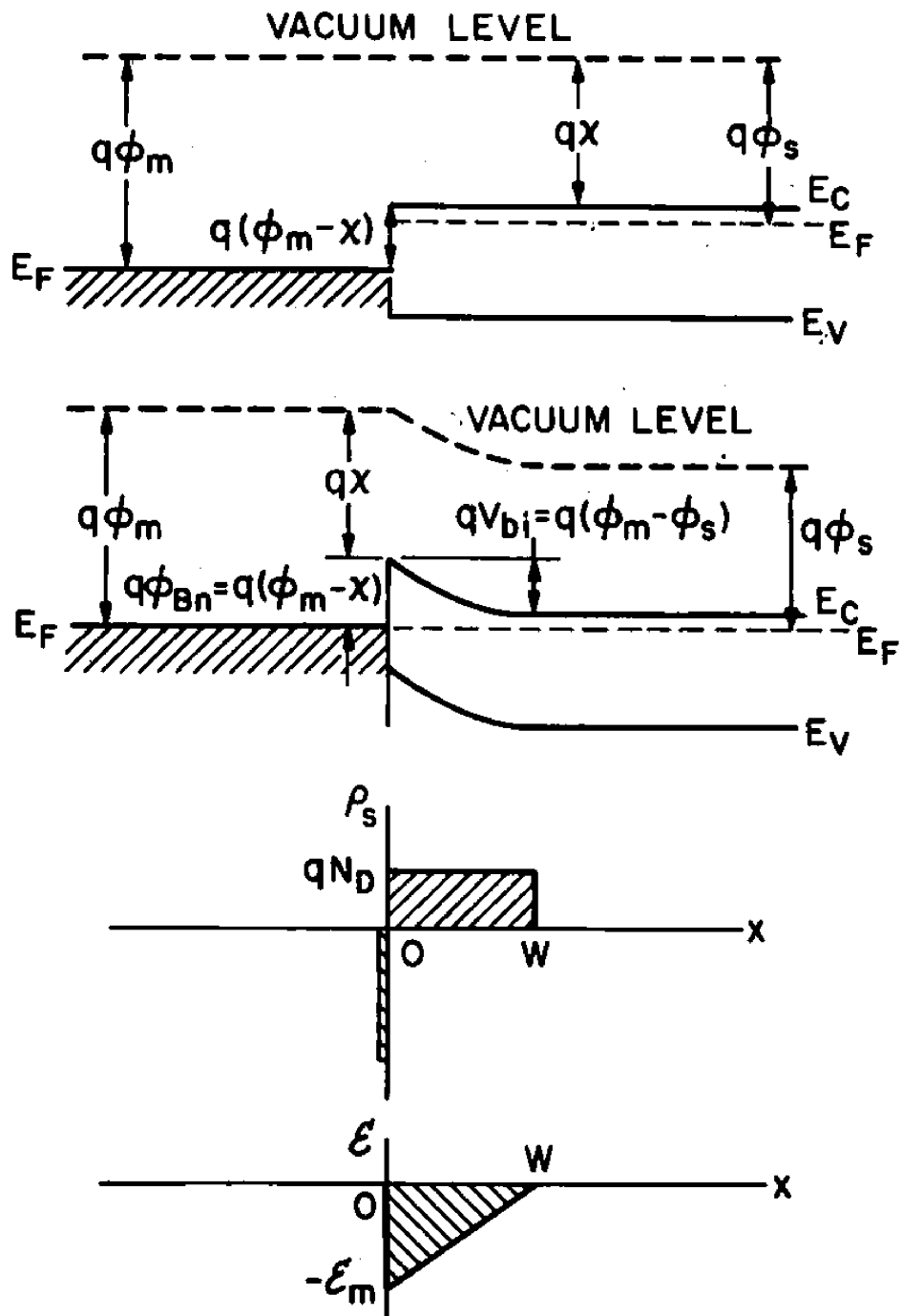


Fig 7.34 Der Metall-Halbleiter-Kontakt (Schottky-Kontakt).

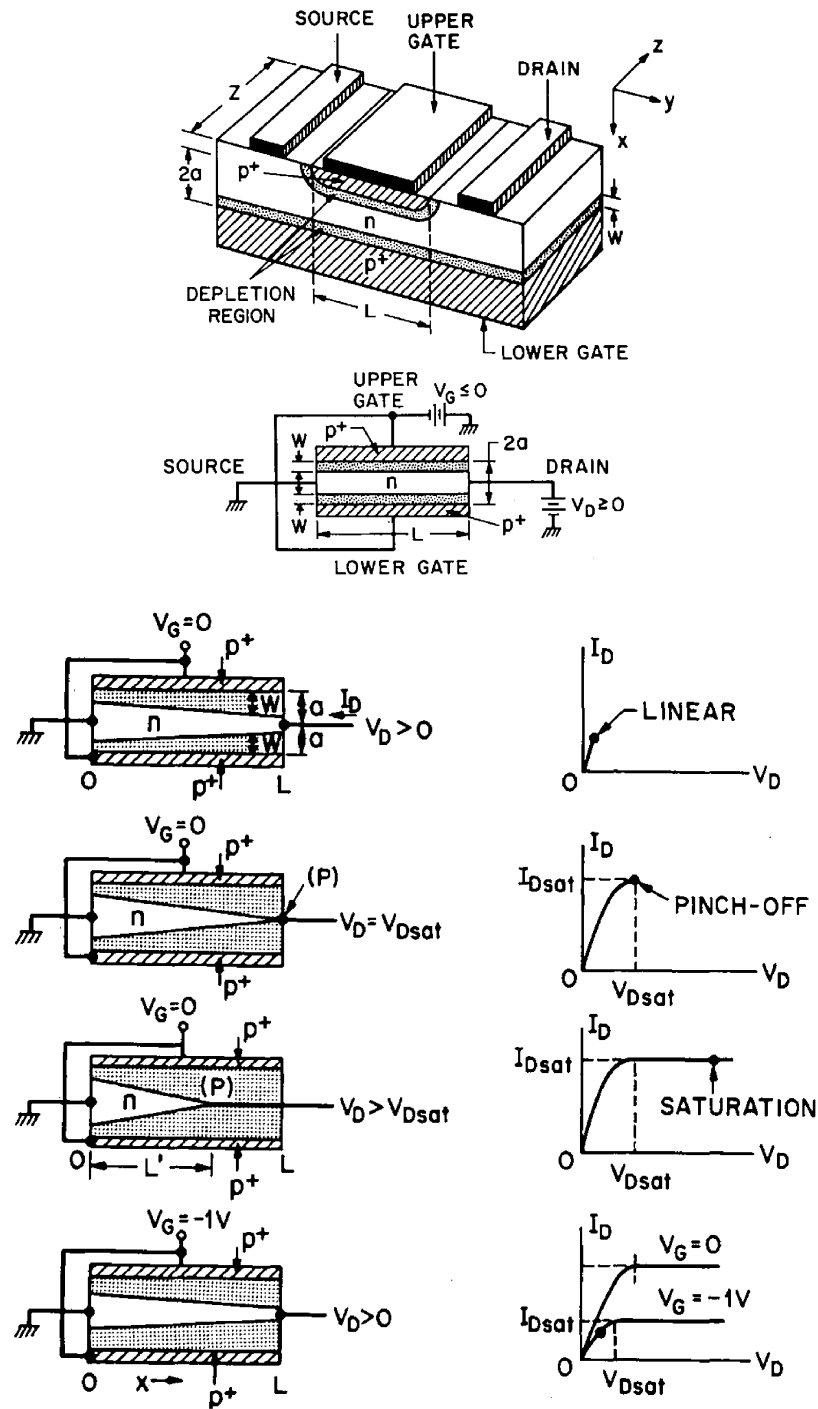


Fig 7.35 JFET-Feldeffekt-Transistor.

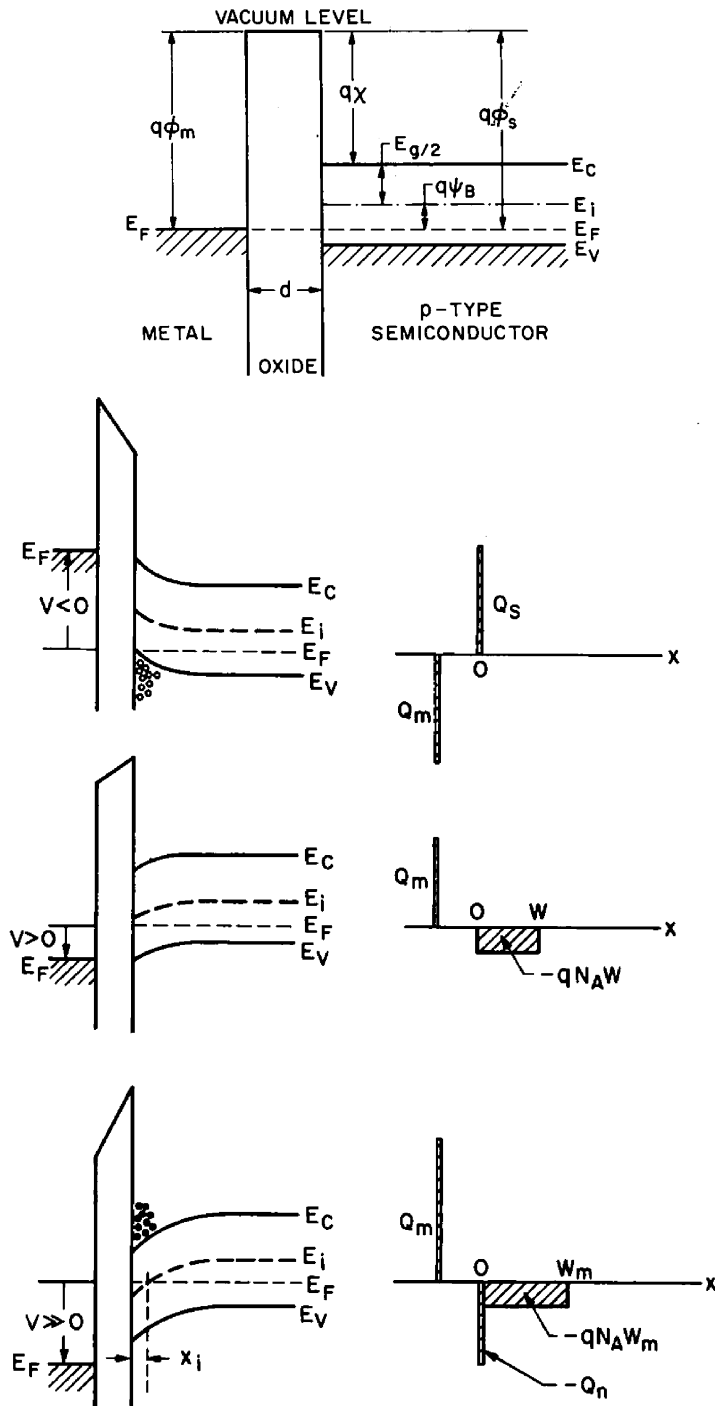


Fig 7.36 MOS-Diode

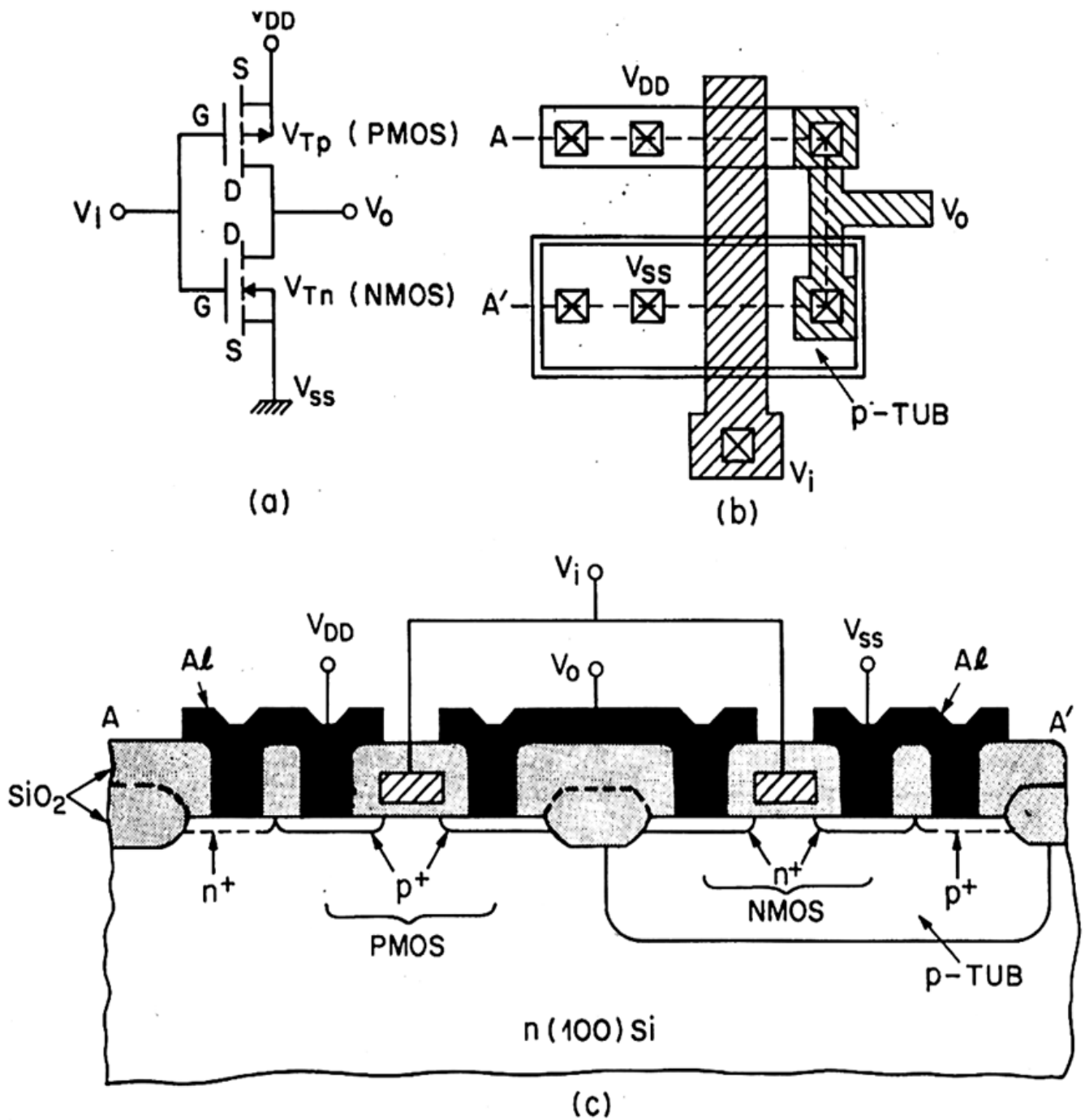
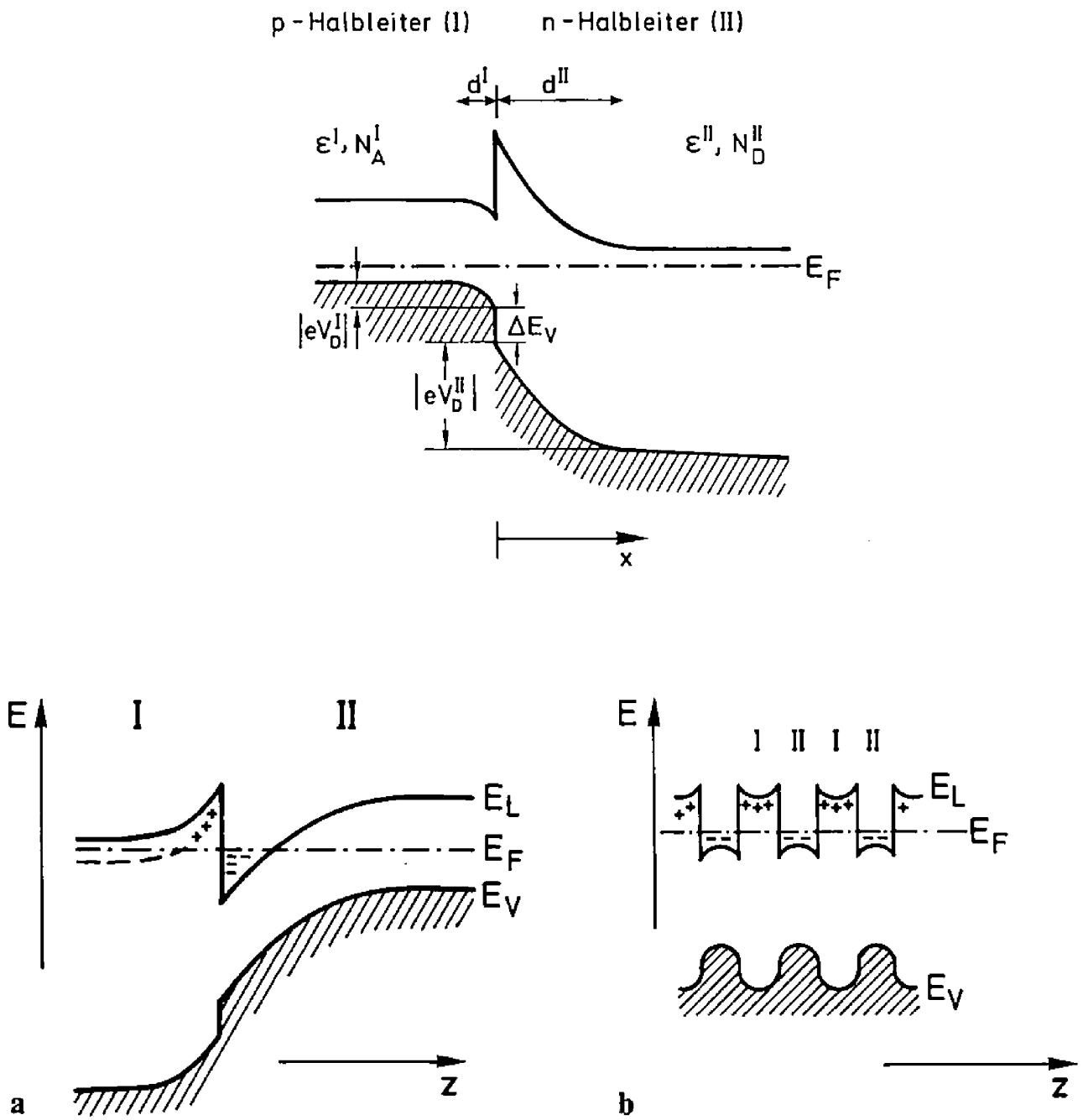


Fig 7.37 CMOS, komplementäre Anordnung von MOS-FET's (MOS-FET = Metal-oxide-semiconductor field-effect transistor).



Heterostrukturen (beachte den Sprung in den Bandkanten an der Kontaktstelle). Fig 7.38