5.4. Ladungsträger in reinen Halbleitern

5.4.1. Bandstruktur

Halbleiter verhalten sich nur bei sehr tiefen Temperaturen wie Isolatoren, bei steigender Temperatur werden durch thermische Anregung zunehmend Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband angeregt und können den Ladungstransport realisieren. Da die Leitfähigkeit, verglichen mit derjenigen von Metallen, recht gering ist (zumal sie bei T = 0 K Isolatoren sind) bezeichnet man diese Stoffe als Halbleiter. Im Unterschied zu Metallen sind Halbleiter wegen der mit Temperaturerhöhung verbundenen Erhöhung der Dichte der beweglichen Ladungsträger sogenannte *Heißleiter*. Bei Metallen sinkt wegen der abnehmenden Beweglichkeit die Leitfähigkeit bei Temperaturerhöhung. Metalle sind *Kaltleiter*. In welchem Temperaturbereich Halbleiter leitfähig werden, hängt von der Breite W_g der verbotenen Zone ab. Von Halbleitern spricht man, wenn $W_g < 3$ eV.

Stoff	Ge	Si	S	Se	Te	Dia-	InSb	GaAs	GaP	InÁs	CdS	PbS
						mant						
$W_{\rm g}$ /eV	0,67	1,12	2,6	1,74	0,34	5,2	0,18	1,43	2,24	0,36	2,42	0,37

Tab. 5.1: Breite der verbotenen Zonen von einigen Stoffen bei Zimmertemperatur (300 K)

Bei InSb, GaAs und GaP handelt es sich um Verbindungshalbleiter. Da sie aus je einem Element der 3. sowie 5. Hauptgruppe des Periodensystems bestehen, bezeichnet man sie auch als A₃B₅-Halbleiter. Ersetzt man z.B. die B₅- Komponente durch eine Mischung zweier Elemente der 5. Hauptgruppe, erhält man einen sogenannten ternären Halbleiter, z.B. GaAsP. In einem solchen Mischkristall gibt es jedoch stets eine gleiche Anzahl von 3- und 5-wertigen Atomen. Von Vorteil ist, dass man über das Mischungsverhältnis von As und P die Möglichkeit erhält, die Breite der verbotenen Zone zu variieren.

Warum können Lichtemitterdioden (LED's) prinzipiell nicht aus Silizium hergestellt werden? Um das zu verstehen, müssen Sie sich doch durch Kap. 5.3. kämpfen. Ist es Ihnen egal, dann weiter bei 5.4.2. In den Zonenschemata (s. Abb. 5.29) werden erlaubte Energiewerte als Funktionen der Wellenzahlen dargestellt E = E(k). Für Halbleiter typisch ist ein oberes voll besetztes Band (*Valenzband*) und ein durch die Energielücke W_g getrenntes darüber liegendes leeres Band (*Leitungsband*). Genau genommen wird die Breite der verbotenen Zone durch den energetischen Abstand des Maximums von Valenzband zum Minimum des Leitungsbandes bestimmt. Gehören beide Extrema zu verschiedenen Wellenzahlen k nennt man sie *indirekte* Halbleiter in Unterscheidung zu sogenannten *direkten* Halbleitern, bei denen beiden Extrema die gleichen Wellenzahlen zuzuordnen sind.



Abb. 5. 34 Anregung eines Elektrons ins Leitungsband a) und (strahlende) Deaktivierung b) bei einem direkten Halbleiter

134 5. Der Festkörper

Wird ein Elektron durch ein Lichtquant der Energie E = hf aus dem Valenzband ins Leitungsband angeregt, so wird es nach ganz kurzer Zeit die energetisch niedrigste Position im Leitungsband einnehmen. Im Valenzband ist jetzt der ursprüngliche Zustand des Elektrons unbesetzt, wodurch die energetisch höheren Elektronen diesen Platz sofort einnehmen und der unbesetzte Zustand ans Maximum des Valenzbandes gelangt. Ein anschaulicher Vergleich: Im Leitungsband benehmen sich die Elektronen wie Murmeln im Murmelloch, sie kullern zur tiefsten Stelle. Im Valenzband sind die unbesetzten Zustände Luftblasen in einer Flüssigkeit vergleichbar, sie steigen stets an die höchstmögliche Position. Beim direkten Halbleiter (s. Abb. 5.34) befindet sich das Elektron energetisch direkt über einem freien Zustand mit der gleichen Wellenzahl. Hierdurch wird ein *strahlender* Übergang des Elektrons in das Valenzband möglich. Die Energie des hierbei emittierten Lichtquants entspricht gerade der Breite der verbotenen Zone.

indirekter Halbleiter



Abb. 5. 35 Anregung eines Elektrons ins Leitungsband a) und (strahlungslose) Deaktivierung b) bei einem indirekten Halbleiter

Beim indirekten Halbleiter ist ein Übergang des angeregten Elektrons in das Valenzband nur möglich unter Aufnahme eines Impulses $p = \hbar \Delta k$ aus dem Gitter. Hierbei wird kein Lichtquant emittiert, es handelt sich um eine strahlungslose Deaktivierung (*Relaxation*), die Energie wird als Gitterschwingung (Wärme) umgesetzt (s. Abb. 5.35). Indirekte Halbleiter eignen sich somit <u>nicht</u> als Werkstoff zur Herstellung von Lichtemitterdioden (s.u.)!

Gitterstrukturen und Energiebänder der drei am meisten verwendeten Halbleitermaterialien Germanium, Silizium und Galliumarsenid sind auf Abb. 5.36 dargestellt. Jedes Atom hat vier nächste Nachbarn, die wie die Eckpunkte eines Tetraeders angeordnet sind (s. Abb. 5.5). Dieses sog. Diamantgitter besteht aus zwei ineinander geschachtelten kubisch flächenzentrierten Gittern, beim Galliumarsenid besteht eines davon aus Galliumatomen (schwarz), das andere aus Arsenatomen (weiss).

Wie aus den Bandstrukturen in Abb. 5.36 hervorgeht, handelt es sich bei Germanium und Silizium um indirekte Halbleiter. Galliumarsenid ist ein direkter Halbleiter. Um durch Absorption von Lichtquanten Ladungsträger im Leitungsband zu erzeugen sind Wellenlängen im Bereich des nahen Infrarots notwendig. Bei Übergang des angeregten Elektrons in das Valenzband wird beim Galliumarsenid ein Quant mit der Wellenlänge von 860 nm emittiert. Zur Emission im Bereich des sichtbaren Lichtes werden Halbleiter mit größerem Bandabstand angewendet (s.Tab.5.1).



5.4.2 Ladungsträgergeneration

5.4.2.1. Reiner Halbleiter - Eigenleitung

Nach der DULONG-PETIT'schen Regel beträgt die mittlere kinetische Energie eines Kristallions $3k_{\rm B}T$. Bezogen auf Zimmertemperatur sind das etwa 0,026 eV. Dies ist sehr wenig im Vergleich mit der Breite der verbotenen Zone von Halbleitern. Hierbei handelt es sich aber um einen statistischen Mittelwert, Abweichungen davon sind also die Regel. Mit allerdings sehr kleiner Wahrscheinlichkeit kommt es deshalb trotzdem zur thermischen Anregung von Elektronen ins Leitungsband über die sehr viel breitere Bandlücke. Bei reinen Halbleitern ist die Anregung eines Elektrons ins Leitungsband stets mit der Erzeugung einer Fehlstelle im Valenzband verbunden. Das Elektron wird hierbei aus der kovalenten Bindung zweier benachbarter Atome gerissen und bewegt sich frei im Gitter. Die Fehlstelle ist positiv geladen, da hier das Elektron jetzt fehlt und somit eine Kernladung überschüssig ist. Die Konzentration der Elektronen im Leitungsband bezeichnet man mit *n*, die Konzentration der positiven Ladungen (sog. Löcher) mit p. Typisch für Halbleiter ist die Möglichkeit des Ladungstransports nicht nur durch Elektronen sondern auch durch Löcher. Das fehlende Elektron kann nämlich durch ein benachbartes Valenzelektron ersetzt werden, wodurch die Fehlstelle dorthin wandert. Unter dem Einfluss einer äußeren Feldkraft (angelegte Spannung) wandern die Fehlstellen in Feldrichtung und erzeugen den Löcherstrom. Nach dem Prinzip der Energieminimierung besetzen die Elektronen im Leitungsband die Zustände in der Nähe der unteren Bandkante des Leitungsbandes und die Löcher solche im Maximum des Valenzbandes. In einem vereinfachten Schema des Bändermodells gibt man die Energien W_V und W_C beider Bandkanten an, die Fermienergie $W_{\rm F}$ und die Vakuumenergie $-e\varphi(\varphi$ ist das sog. Makropotential). Um ein Elektron aus dem Gitter zu entfernen muss die Austrittsarbeit $W_{\rm H} = -e\varphi - W_{\rm F}$ zugeführt werden. Ein von außen in das Gitter eindringende Elektron besetzt zunächst die Unterkante des Leitungsbandes und gibt dabei die Energie $W_{\rm EA} = -e\varphi - W_{\rm C}$ ab ($W_{\rm EA} - Elektronenaffinität$).

Die *Fermienergie* markiert die Energie, bei welcher ein dort befindlicher Zustand mit der Wahrscheinlichkeit ½ besetzt wird. Da die obersten Zustände im Valenzband nahezu voll besetzt sind und die untersten Zustände im Leitungsband sehr wenig, liegt die *Fermienergie* bei Halbleitern im Bereich der verbotenen Zone, bei reinen Halbleitern etwa in deren Mitte.





a) Durch thermische Anregung wird ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband gehoben

b) Hierbei wird eine kovalente Bindung zwischen zwei benachbarten Si-Atomen aufgebrochen (1). Das nunmehr ungebundene Elektron wird zum beweglichen Ladungsträger der Elektronenleitung (2). Das bei der Anregung entstandene Fehlelektron (Loch) kann durch ein benachbartes Valenzelektron aufgefüllt werden, wodurch das Loch wandert (3).

Die Ladungsträgerdichten infolge thermischer Anregung (Eigenleitung) bei Raumtemperatur betragen etwa $n = p = 1,5 \cdot 10^{16} m^{-3}$ bei Silizium und $n = p = 10^{19} m^{-3}$ bei Germanium. Da dieser Wert um viele

Größenordnung unter dem von Metallen liegt, ist die Leitfähigkeit von reinen Halbleitern vergleichsweise gering.

5.4.2.2. Dotierte Halbleiter – Störstellenleitung

Bereits geringe Beimengungen von Fremdatomen bei der Kristallisation des Halbleitermaterials führen zu ganz erheblichen Veränderungen der elektronischen Eigenschaften. Dies wird bei der *Dotierung* gezielt ausgenutzt. Üblich ist die Beimengung von Elementen der 3. sowie 5. Hauptgruppe des Periodensystems. Diese besitzen 3 bzw. 5 Valenzelektronen. Wird mit 3-wertigem Material dotiert, kann in der Umgebung der Fehlstelle eine Bindung zu einem benachbarten Atom des Wirtsgitters nicht abgesättigt werden, da jedes dotierte Atom ein Elektron zu wenig hat, um die 4 benachbarten Atome kovalent zu binden. Durch thermische Anregung ist es möglich, ein Elektron aus einer benachbarten Bindung zu lösen und eine Bindung mit dem Fremdatom einzugehen. Das in der Nachbarschaft hierdurch entstehende Fehlelektron wandert als Loch durch das Gitter. Das auch als *Akzeptor* bezeichnete Fremdatom ist jetzt ionisiert und wird dadurch zu einer ortsfesten(!) negativen Ladung (*Haftstelle*). Mit 3-wertigem Material erzeugt man somit Löcherleitung, es ist *p*-dotiert. Die hierbei zur Anregung eines Lochs benötigte Energie ist wesentlich geringer als für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars beim Eigenleitungsprozess. Im Bändermodell wird ein *Akzeptorniveau W*_A eingeführt. Symbolisch muss die Energie *W*_A-*W*_V zur Anregung eines Lochs aufgebracht werden. Da dies wesentlich weniger ist als die Breite der verbotenen Zone, sind bei Raumtemperatur bereits sehr viele Haftstellen ionisiert.

Übliche p-Dotierungsgrade von 10^{-6} führen zu einem spezifischen Widerstand von 2 Ω cm, starke (p⁺) Dotierung mit 1 Dotierungsatom je 10^4 Si-Atome ergeben etwa 0,05 Ω cm.



Abb.5.38 a) Bändermodell und b) Bindungsstruktur (zweidimensionale Veranschaulichung) eines *p*-dotierten Halbleiters

a) Durch thermische Anregung werden Elektronen vom Valenzband auf das Akzeptorniveau gehoben, dabei wird je eine Haftstelle ionisiert. Betrifft dies weniger als die Hälfte aller Haftstellen, liegt das Ferminiveau zwischen dem Akzeptorniveau und der Oberkante des Valenzbandes. Im Valenzband entstehen Löcher, das Material wird somit *p*-leitend.

b) Es wird eine kovalente Bindung zwischen zwei benachbarten Si-Atomen aufgebrochen (1) und die Bindung zwischen dem Akzeptor (Al-Atom) und einem Siliziumatom vervollständigt (2). Das bei der Anregung entstandene Fehlelektron (Loch) kann durch ein benachbartes Valenzelektron aufgefüllt werden, wodurch das Loch wandert (3).

Bei Dotierung mit 5-wertigem Material sind die Bindungen des Fremdatoms zu den benachbarten Atomen des Wirtsgitters abgesättigt, außerdem ist noch das 5. Valenzelektron am Dotanden gebunden. Es kann durch Energiezufuhr jedoch relativ leicht abgelöst werden und ist danach im Gitter frei beweglich. Durch Dotierung mit solchen *Donatoren* wird *n*-leitendes Material erzeugt. Die ionisierten Haftstellen sind positiv geladen. Im Bändermodell wird ein *Donatorniveau* W_D eingeführt. Die zur Ablösung eines Elektrons von einer Haftstelle ins Leitungsband benötigte Energie W_C - W_D ist wesentlich geringer als für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars beim Eigenleitungsprozess. Übliche n-Dotierung von 10^{-7} führt zu einem spezifischen Widerstand von 5 Ω cm, starke (n⁺) Dotierung mit 1 Dotierungsatom je 10^4 Si-Atome ergibt einen spezifischen Widerstand von etwa 0,03 Ω cm.



Abb.5.39 a) Bändermodell und b) Bindungsstruktur (zweidimensionale Veranschaulichung) eines *n*-dotierten Halbleiters

a) Durch thermische Anregung wird ein Elektron vom Donator abgelöst und ins Leitungsband gehoben, dabei wird die Haftstelle ionisiert. Durch die Elektronen im Leitungsband wird das Material *n*-leitend.

b) Es wird ein überzähliges Elektron durch thermische Anregung vom Phosphoratom abgetrennt (1), das dadurch positiv geladen wird. Das Elektron ist ungebunden und bewegt sich frei durch das Gitter (2).

Der Abstand zwischen Akzeptorniveau und Oberkante des Valenzbandes bzw. zwischen Donatorniveau und Unterkante des Leitungsbandes wird auch Traptiefe genannt. Bei tiefen Temperaturen ist die Störstellenleitung dominierend. Es entstehen hierdurch also weit mehr bewegliche Ladungsträger als durch Anregung von e-h-Paaren (Eigenleitungsprozess), denn dazu ist ja eine höhere Energiezufuhr notwendig. Somit werden bei Temperaturerhöhung zunächst alle vorhandenen Haftstellen ionisiert. Bei Raumtemperatur ist dies in der Regel der Fall. Wird die Temperatur weiter erhöht, können nur noch durch den Eigenleitungsprozess weitere Ladungsträger erzeugt werden.

5.4.3 Ladungsträgerkonzentration und Leitfähigkeit

Im Unterschied zu Metallen ist die Ladungsträgerkonzentration bei Halbleitern stark abhängig von der Temperatur. Typisch für Anregungsprozesse hat diese Abhängigkeit einen exponentiellen Verlauf. Die Ursache hierfür liegt in der Struktur der Fermifunktion Glg. 5.19, welche die Wahrscheinlichkeit bestimmt, mit der bei der Temperatur T und der Fermienergie $W_{\rm F}$ ein vorhandener Zustand mit der Energie W besetzt wird. Auf die etwas anspruchsvolle Ableitung der Beziehungen für die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentrationen soll hier verzichtet werden, es ergeben sich für die

п

Konzentration der Elektronen im Leitungsband:

Konzentration der Löcher im Valenzband:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi \ m_e \ kT}{h^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{W_F - W_C}{kT} \right) \quad (5.25)$$
$$p = 2 \left(\frac{2\pi \ m_h \ kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{W_V - W_F}{kT} \right) \quad (5.26)$$

Hierbei werden mit me bzw. mh die sog. effektiven Massen von Elektron und Loch bezeichnet. Sowohl Elektron als auch Defektelektron unterliegen Wechselwirkungen mit den inneren Feldern des Kristalls. Somit bewegen sie sich unter der Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes nicht genau so wie freie Elektronen. Diesem wird dadurch Rechnung getragen, dass man für den Impuls von Elektron und Loch nicht die Ruhemasse des Elektrons sondern effektive Massen verwendet. Diese unterscheiden sich mitunter erheblich von der Ruhemasse des Elektrons und sind auch unterschiedlich für verschiedene Halbleiter.

Bildet man das Produkt aus *n* und *p* erhält man einen Ausdruck, in dem die Fermienergie nicht enthalten ist:

$$n \cdot p = 4 \left(\frac{2\pi \ kT}{h^2}\right)^3 (m_e m_h)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{W_g}{kT}\right)$$
(5.27)

Das Produkt *np* ist somit weder von der Art der Dotierung noch deren Konzentration abhängig. Es enthält mit der Breite der verbotenen Zone W_g aber eine wichtige Größe, die den Halbleiterwerkstoff charakterisiert. Da für reine Halbleitern $n = p = n_i$ (i-*intrinsic*), gilt für alle dotierten Halbleiter unabhängig vom Dotierungsgrad und der Traptiefe ein

Massenwirkungsgesetz
$$n \cdot p = n_i^2$$
 (5.28)

Die Bezeichnung begründet sich aus der Analogie zu chemischen Gleichgewichtsreaktionen. Die Leitfähigkeit eines Halbleiters wird also durch (s. Glg. 2.7)

$$\sigma = n \cdot e \cdot \mu_e + p \cdot e \cdot \mu_h \tag{5.29}$$

beschrieben. Die Beweglichkeiten der Elektronen μ_e unterscheiden sich von denen der Löcher μ_h . Wegen der starken Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerkonzentrationen ist die Leitfähigkeit von Halbleitern ebenfalls stark von der Temperatur abhängig. Bei Metallen nimmt die Beweglichkeit der Leitungselektronen mit zunehmender Temperatur ab, Metalle bezeichnet man deshalb als *Kaltleiter*. Bei Halbleitern verringert sich die Beweglichkeit mit wachsender Temperatur zwar ähnlich, dagegen steigt jedoch die Ladungsträgerkonzentration sehr viel rascher, so dass dieser Prozess dominierend wird. Da für reine Halbleiter gilt n = p, erhält man unter Vernachlässigung der vergleichsweise schwachen Temperaturabhängigkeit von μ_e und μ_h eine Proportionalität von σ und n_i . Vernachlässigt man darüber hinaus die potentielle gegenüber der exponentiellen Abhängigkeit in Glg. 5.27, erhält man näherungsweise für *reine* Halbleiter

$$\sigma(T) \cong C \cdot \exp\left(-\frac{W_g}{2kT}\right).$$
(5.30)

Trägt man experimentelle Werte der Leitfähigkeit in logarithmischem Maßstab über einer reziproken Temperaturskala auf, ergibt sich eine lineare Funktion. Aus deren Anstieg lässt sich leicht die Breite der verbotenen Zone bestimmen:

$$\frac{d \lg \sigma(T)}{d(1/T)} \cong -\frac{W_g}{2k} \lg e$$
(5.31)

Im Falle dotierter Halbleitern sind drei Bereiche zu unterscheiden:

Bei sehr tiefen Temperaturen wächst z.B. beim *n*-HL die Elektronendichte im Leitungsband zunächst nach Glg. 5.25 an. In diesem *Reservebereich* gilt $n < N_D$ (N_D – Donatorkonzentration) und das Ferminiveau liegt etwa mittig zwischen dem Donatorniveau und der benachbarten Bandkante (s. Abb. 5.39a), also $W_C - W_D \cong 2(W_C - W_F)$. Da n >> p (bei *n*-HL sind die Elektronen sog. *Majoritäts-Ladungsträger*, Löcher die *Minoritäts-Ladungsträger*), kann die Löcherleitfähigkeit vernachlässigt werden und man erhält näherungsweise für den Reservebereich

$$\sigma(T) \cong C \cdot \exp\left(-\frac{W_C - W_D}{2kT}\right).$$
(5.32)

Logarithmische Darstellung der Leitfähigkeit über der inversen Temperaturskala liefert also auch hier eine lineare Funktion, aus deren Anstieg die Traptiefe bestimmt werden kann. Für *p*-dotierte Halbleiter ergibt eine ganz analoge Betrachtung

$$\sigma(T) \cong C \cdot \exp\left(-\frac{W_A - W_V}{2kT}\right).$$
(5.33)

Bei weiterer Temperaturerhöhung sind alle Fremdatome ionisiert, es gilt $n=N_D$ (bzw. $p=N_A$). Dieser Temperaturbereich wird *Störstellenerschöpfung* oder *Erschöpfungsbereich* genannt. Die Ladungsträgerkonzentration bleibt konstant, deshalb verändert sich die Leitfähigkeit nur geringfügig. Dieser Bereich ist für die Anwendung besonders wichtig, da die HL-Bauelemente ihre spezifischen Eigenschaften aus wohl definierten Ladungsträgerprofilen erhalten.

Wird die Temperatur weiter erhöht, so wird die Erzeugung von *e-h*-Paaren möglich und schließlich dominant. In diesem *Eigenleitungsbereich* gilt wie im reinen Halbleiter Glg. 5.30.







Der Verlauf der Funktionen in beiden Abbildungen ist ähnlich. Lediglich im Bereich der Störstellenerschöpfung weicht die Leitfähigkeitskurve durch den Temperaturgang der Beweglichkeit von einem konstanten Verlauf ab. Im Bereich der Eigenleitung werden e-h-Paare erzeugt, der Anstieg der linear genäherten Funktion (1) in diesem Bereich ermöglicht die Bestimmung der Breite der verbotenen Zone (Glg. 5.27). Im Reservebereich muss zur Ladungsträgergeneration die Energiedifferenz zwischen Dotierungsniveau und benachbarter Bandkante aufgebracht werden. Aus dem Anstieg der Funktionen (2a, b) in diesem Bereich lässt sich nach Glg. 5.32 bzw. Glg. 5.33 diese Energiedifferenz bestimmen

Übungen

5.1. Ein Selenkristall wird von Licht durchstrahlt. Welche Wellenlängen bzw. Frequenzen hat das hindurch gelassene Licht?

5.2. Warum sind Halbleiter transparent für Infrarotes Licht?

5.3. Warum sind alle Metalle für Mikrowellen undurchlässig?

5.4.* Suchen Sie im Periodensystem der Elemente die besten Leiter heraus. Welche Gemeinsamkeiten stellen Sie bezüglich des Schalenaufbaus der Elektronenhüllen fest?

5.5. Worauf ist bei der Auswahl eines Halbleiters als Fotowiderstand zu achten?

5.6. Glas wird bei höheren Temperaturen zum Halbleiter, bei sehr hohen zum Leiter. Wie ist das zu begründen? Will man die Eigenleitung von Halbleitern bestimmen, muss man bei tiefen Temperaturen sehr auf Verunreinigungen achten. Warum ist dies bei hohen Temperaturen nicht so wichtig?

5.7.* Bestimmen Sie aus der Leitfähigkeitscharakteristik für einen reinen Halbleiter die Breite der verbotenen Zone (in eV). Um welches Halbleitermaterial handelt es sich vermutlich?

Geg.: $e = 1, 6 \cdot 10^{-19}$ As;

 $h = 6, 6 \cdot 10^{-34} \,\mathrm{Ws^2};$

 $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \, \text{Ws/K}$





Lösung

Aus dem linearen Verlauf der Funktion im Bereich hoher Temperaturen (0.002 K^{-1} entspricht T = 500 K) kann darauf geschlossen werden, dass es sich entweder um einen reinen Halbleiter handelt, oder einen dotierten HL im Eigenleitungsbereich. Die Konzentration von Elektronen und Löchern ist dann etwa gleich groß und dominiert die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit gegenüber den Beweglichkeiten $\mu(T)$ beider Ladungsträgerarten. $\sigma(T) = n(T) \cdot e \cdot \mu_n(T) + p(T) \cdot e \cdot \mu_n(T) \simeq n_n(T) \cdot C$

Mit den beiden Wertepaaren $\{1/T_1 = 0,0012 \text{ K}^{-1}; \sigma_1 = 1 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}\}$ und $\{1/T_2 = 0,00238 \text{ K}^{-1}; \sigma_2 = 10^{-4} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}\}$ erhält man

$$W_{g} = -\frac{2k}{\lg e} \cdot \frac{\lg \sigma_{2} - \lg \sigma_{1}}{\frac{1}{T_{2}} - \frac{1}{T_{1}}} = \frac{2k}{\lg e} \cdot \frac{\lg \frac{\sigma_{2}}{\sigma_{1}}}{\frac{1}{T_{1}} - \frac{1}{T_{2}}} = \frac{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} Ws K^{-1}}{\lg e} \frac{\lg 10^{-4}}{(0,0012 - 0,00238) K^{-1}}$$
$$W_{g} = 2,1543 \cdot 10^{-19} Ws = \frac{e \cdot 2,1543 \cdot 10^{-19} Ws}{1,6 \cdot 10^{-19} As} = \underbrace{\frac{1,34 \ eV}{1,10}}_{1,10}$$

Es handelt sich somit wahrscheinlich um Galliumarsenid.

5.8. Berechnen Sie für Zimmertemperatur von 20°C die mittlere Energie der Teilchenschwingungen im Festkörper und vergleichen Sie diese mit der Bandlücke von Germanium $W_g = 0,68$ eV. Hinweis: Neben den drei Freiheitsgraden der Translation eines jeden Teilchens (kinetische Energie) ist ein gleich großer Anteil an potentieller Energie zu berücksichtigen.

5.9.* Die Abbildung zeigt eine experimentell ermittelte Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit eines mit Arsen (5. Hauptgruppe) dotierten Halbleiters. Welche sind diesem Fall die Majoritätsladungsträger? Skizzieren Sie das Bändermodell mit Angabe des Dotierungsniveaus sowie der Fermienergie tiefer Temperatur - Reservebereich)! Bestimmen Sie die Traptiefe (Abstand des Dotierungsniveaus zur benachbarten Bandkante) Hilfe der Grafik!

Lösungshinweis

Die Dotierungsatome werden bei sehr tiefen Temperaturen Demzufolge ist der Tieftemperaturbereich der Funktion in $\sigma(T) \simeq C \cdot \exp\left(-\frac{W_C - W_D}{2kT}\right)$ Abbildung, also der rechte lineare Teil, auszuwerten. Dieser Funktionsverlauf wird durch eine Gerade approximiert, Anstieg nach der Methode s. ÜA 5.7. bestimmt wird. Da mit wurde, handelt es sich um einen n-Leiter, die Traptiefe ist die Energiedifferenz $W_{\rm C} - W_{\rm D}$ zwischen Donatorniveau und Leitungsbandunterkante.

Die weiteren Lösungsschritte wie unter ÜA 5.7.



deren $\lg \sigma(T) \simeq \lg C - \frac{W_C - W_D}{2kT} \lg e$ Arsen dotiert $\frac{\Delta \lg \sigma(T)}{\Delta \frac{V_{c}}{2}} \simeq -\frac{W_{c} - W_{D}}{2k} \lg e$

5.4.4. Kontaktelektronik

Wenn unterschiedliche Materialien aneinander grenzen, treten bestimmte Grenzflächenerscheinungen auf. Es sollen hier nur einige solcher Kombinationen aufgeführt werden, die von den technischen Anwendungen her interessant sind. Prinzipiell kann man solche Übergänge in drei Hauptgruppen einteilen, die *Homoübergänge*, *Heteroübergänge* und *Sandwichstrukturen*. Als Homoübergang bezeichnet man Übergänge zwischen unterschiedlich dotierten Gebieten ein und desselben Halbleitermaterials (*pn-Übergänge*), das Gitter hat jeweils die gleiche Struktur. Bei Heteroübergängen werden unterschiedliche Kristallstrukturen miteinander kontaktiert, bei Sandwichstrukturen sind mehrere Schichten übereinander vorhanden, z.B. Metall-Isolator-Halbleiter bei Feldeffekt-Transistoren.

Bezüglich der Anwendung des Bändermodells für das Verständnis der Eigenschaften der Kontakte gelten folgende Regeln im thermodynamischen Gleichgewicht (stromloser Fall):

- Die Fermienergie ist für beide Gebiete anzugleichen (*W*_F hat "horizontalen" Verlauf)
- Das Makropotential φ verläuft stetig (sofern keine Dipolladungen im Gebiet vorhanden sind)
- Die Bandkanten verlaufen parallel zum Makropotential, wenn sich die Kristalleigenschaften nicht ändern (Homo-Übergang)

5.4.4.1 Der homogene pn-Übergang

-Bändermodell

Dieser Übergang bildet die Grundstruktur sehr vieler Halbleiterbauelemente. Mittels unterschiedlicher technologischer Verfahren wird hierbei auf ein oft bereits dotiertes Trägermaterial eine gegendotierte Schicht aufgetragen oder komplementär wirkende Fremdatome eingebracht.



Die Majoritätsladungsträger in den einzelnen Bereichen sind angegeben. Die Diffusions- oder Kontaktspannung U_D führt zur Separation der Ladungsträger, so dass ein inneres Gegenfeld aufgebaut wird und U_D von außen nicht messbar wird. Im Unterschied zur Kontaktspannung zwischen Metallen sind beim pn-Übergang mehr Elektronen im Gebiet mit der niedrigeren Austrittsarbeit (n-Gebiet) als in dem mit der hohen Austrittsarbeit (p-Gebiet). Die Diffusionsspannung ergibt sich aus den unterschiedlichen Abständen des Fermi-Niveaus zur Unterkante des Leitungsbandes infolge der unterschiedlichen Dotierungen. Es gilt

$$eU_{D} = W_{C1} - W_{C2} = (W_{C1} - W_{F}) - (W_{C2} - W_{F}) = (W_{F} - W_{V1}) - (W_{F} - W_{V2}).$$
(5.34)

Verwendet man anstelle von Glg.5.25 und Glg. 5.26 für beide Bereiche die Ausdrücke

$$n = N_{c} \exp\left(\frac{W_{F} - W_{C}}{W_{C}}\right)$$
, $n = N_{c} \exp\left(\frac{W_{V} - W_{F}}{W_{C}}\right)$ argibt sich durch Lagarithmiaran

$$n = N_{C} \exp\left(\frac{-kT}{kT}\right), \quad p = N_{V} \exp\left(\frac{-kT}{kT}\right), \quad \text{ergibt sich durch Logarithmeren}$$
$$\ln n_{1} = \ln N_{C} + \left(\frac{W_{F} - W_{C1}}{kT}\right) \text{ und } \ln n_{2} = \ln N_{C} + \left(\frac{W_{F} - W_{C2}}{kT}\right). \quad \text{Führt man den Begriff der}$$
$$\boxed{Temperaturspannung \quad U_{T} = \frac{kT}{e}} \tag{5.35}$$

ein, erhält man nach Einsetzen in Glg.5.34 für die Diffusionsspannung die Beziehung

$$U_D = U_T \ln \frac{n_2}{n_1} = U_T \ln \frac{p_1}{p_2}.$$
 (5.36)

-elektronisches Modell

Abb. 5.42 zeigt eine schematische Darstellung des stromlosen pn – Überganges (Dotierung beispielsweise mit Bor und Phosphor). Durch thermische Anregung werden bereits bei Zimmertemperatur nahezu alle Fremdatome ionisiert. Dabei löst sich jeweils ein Elektron von einem Phosphoratom und bewegt sich leicht im Gitter des Halbleiters, während das Phosphorion eine ortsfeste positive Ladung darstellt. Ganz analog nimmt ein Boratom von einem benachbarten Si - Atom ein Elektron auf und bildet damit eine ortsfeste negative Ladung. An die entstandene Fehlstelle am Si - Ion springt leicht ein benachbartes Elektron, so dass diese als positive Ladung (Loch) im Gitter leicht beweglich ist. In Abb. 5.42a sind

die ortsfesten Ladungen durch Quadrate, die beweglichen durch Kreise gekennzeichnet. Elektronen sowie Löcher sind gleichermaßen gut beweglich und demzufolge bestrebt, die starken Konzentrationsunterschiede durch Diffusion auszugleichen. Elektronen wandern ins p - Gebiet, Löcher ins n - Gebiet. Der hiermit verbundene Ladungstransport heißt Diffusionsstrom. Die Teilchendiffusion in Richtung eines Konzentrationsgefälles wird durch die Wärmebewegung aktiviert. Hierauf beruht die starke Temperaturabhängigkeit der damit verbundenen physikalischen Prozesse.

Begegnen sich Elektronen und Löcher, kann ein solches – Elektron-Loch-Paar (e - h - Paar) rekombinieren. Hierdurch entsteht eine an beweglichen Ladungsträgern ver- b) armte Schicht am pn - Übergang, so dass durch die ortsfesten Ionen eine Raumladung der Ladungsdichte

$$\rho(x) = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{A' dx}$$
(5.37)

resultiert. Die weiter entfernt liegenden Bereiche sind nach wie vor elektrisch neutral, da dort die Konzentration von Ionen und freien Ladungsträgern ausgeglichen ist. Die Verhältnisse in Abb. 5.42b sind vergleichbar mit einem aufgeladenen Kondensator. Ein Teil des p - dotierten Bereiches am pn - Übergang ist negativ geladen, gleich daneben befindet sich im n - Gebiet eine positive Ladung. Zwischen beiden ist eine an Ladungsträgern stark verarmte Zone, die somit wie ein Isolator wirkt. Die d) elektrisch neutralen Bereiche (sogenannte Bahngebiete) sind gut leitfähig, analog den Anschlüssen eines Kondensators.

Die Raumladungen im pn - Gebiet erzeugen ein inneres elektrisches Feld

$$E_x = \frac{1}{\varepsilon_o} \int \rho(x) \, dx \tag{5.38}$$

mit dem Potentialverlauf

$$V_x = -\int E_x dx \quad . \tag{5.39}$$



Abb. 5.42 Wirkungsweise des *pn* - Überganges

Das innere Feld bewirkt somit eine Potentialdifferenz (Diffusionsspannung U_D) zwischen p - und n - dotierten Bereichen. Im Bereich des Feldes wirkt die Feldkraft $F_x = \pm e E_x$ auf die dort befindlichen Löcher und Elektronen. Dies hat einen Driftstrom zur Folge, der dem Diffusionsstrom entgegengesetzt gerichtet ist. Somit wird ein Eindringen weiterer Ladungsträger in die pn - Schicht verhindert, die aus diesem Grund als Sperrschicht bezeichnet wird.

Wird eine äußere Spannung U angelegt, addieren sich U_D und U. Legt man den Minuspol an das p-dotierte Gebiet und den Pluspol an das n-dotierte, vergrößert sich die Potentialdifferenz über der Sperr-

schicht um diese Spannung, so dass nur ein sehr geringer Sperrstrom I_S (einige nA) fließt. Entgegengesetzt gepolt (Durchlassrichtung, s. Abb. 5.42e) erfolgt mit zunehmender Spannung U ein rascher Anstieg des Durchlassstromes I_D , da nun äußeres und inneres Feld entgegengesetzt gerichtet sind. Ein solcher *pn*-Übergang wird *Diode* genannt. Es gilt für die Abhängigkeit I(U) – die *Kennlinie* der Diode näherungsweise (SHOCKLEY-Gleichung)

$$I_{\rm D} = I_{\rm S} \left(\exp \left(U / n \ U_{\rm T} \right) - 1 \right)$$
 (5.40)

mit *n* dem sog. Emissionskoeffizient (n = 1...2 in Flussrichtung; n > 2in Sperrichtung).

5.4.4.2 Der Heteroübergang

Bringt man die Oberflächen zweier unterschiedlicher Metalle (oder Halbleiter) in Kontakt, so laden sie sich gegeneinander auf, eine *Kontaktspannung* in der Größenordnung von 1Volt wird aufgebaut, die für die Paarung beider Stoffe charakteristisch ist. Die Ursache für diesen bereits von VOLTA gefundenen Effekt liegt in unterschiedlichen Austrittsarbeiten beider Partner. Ist die Austrittsarbeit W_{H1} kleiner als W_{H2} , so werden mehr Elektronen von 1 nach 2 übertreten als umgekehrt. Dabei lädt sich 2 gegen 1 negativ solange auf, bis die sich aufbauende Kontaktspannung U_K der Einseitigkeit der Elektronenbewegung Einhalt gebietet. Da im thermodynamischen Gleichgewicht die Fermienergien beider Stoffe angeglichen sind, gilt $-eU_K = W_{H2} - W_{H1}$. Die Kontaktspannung kann mit einem Voltmeter gemessen werden. Bei einer Aneinanderreihung unterschiedlicher Materialien (VOLTAsche Kette) ergibt sich die Kontaktspannung aus den äußersten Gliedern der Kette.

Die direkte Messung der Kontaktspannung ist diffizil, da durch das an der Kontaktstelle im Prozess der Ladungstrennung auftretende innere Elektrische Feld die Kontaktspannung sofort kompensiert wird. Das in Abb.5.43 dargestellte Voltmeter zeigt also erst einmal keinen Ausschlag. Beim Auseinanderziehen der Kontaktstelle verschwindet das innere Feld, da die Ladungen getrennt werden. Dann zeigt das Voltmeter die Kontaktspannung an. Aber das setzt voraus, dass sich die Ladungen nicht noch am allerletzten Berührungspunkt der Kontaktflächen ausgleichen. VOLTA löste das Problem durch Verwendung hochglänzend polierter Metallflächen und ruckartiges Auseinanderziehen. Mit besserem Ergebnis verwendet man eine ultradünne schlecht leitende Folie zwischen beiden Kontaktflächen. Bei längerem Kontakt fließen die Ladungen durch die Folie und bilden die Kontaktspannung heraus, bei raschem Trennen der Kontaktflächen kommt es dann zu keinem Ladungsausgleich.



Abb. 5.43 Kontaktspannung

Im oberen Teilbild sind zwei Materialien mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten kontaktiert. Die an der Verbindungsstelle auftretende Kontaktspannung wird im Moment der Auftrennung der Kontaktstelle mit einem Voltmeter gemessen. Das untere Teilbild zeigt das zugehörige Bändermodell. Aus dem Material (1) mit der niedrigeren Austrittsarbeit treten mehr Elektronen in (2) über als umgekehrt. Hierdurch wird (2) gegen (1) negativ aufgeladen was die Kontaktspannung verursacht.

Da die Elektronenbewegung auf einem Anregungsprozess basiert,

hängt die Kontaktspannung exponentiell von der reziproken Temperatur ab. Sind n_1 und n_2 die Elektronendichten in 1 und 2, gilt näherungsweise $n_1/n_2 = \exp(eU_K/kT)$, woraus für die Spannung folgt

$$U_{K} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{1}}{n_{2}}.$$
 (5.41)

Diese Gleichung gilt übrigens auch als NERNST⁶²sche Gleichung für Elektrolyte verschiedener Ionenkonzentrationen auf beiden Seiten einer Membran.

⁶² Walther NERNST (1864-1941) dt. Physiker und Chemiker; Elektrochemie, 3. Hauptsatz der Thermodynamik, 1920 NP für Chemie

Entfernt man das Voltmeter und kontaktiert beide Enden der Metalle, kompensieren sich beide Kontaktspannungen zu Null, da sie entgegengesetzt gerichtet sind. Aus Glg. 5.41 folgt jedoch, dass eine Differenz verbleibt, sofern beide Kontaktstellen auf unterschiedlichen Temperaturen gehalten werden. Es resultiert eine *Thermospannung*

$$U_{th} = \frac{k}{e} \Delta T \ln \frac{n_1}{n_2}, \qquad (5.42)$$

die einen Strom durch den Leiterkreis treibt. Bei niederohmiger Ausführung (große Leiterquerschnitte) können beachtliche Stromstärken erreicht werden. Beide Drähte bilden ein *Thermoelement*, von SEE-BECK⁶³ 1821 entdeckt. Wenn man einen der Drähte unterbricht und ein Voltmeter zwischen schaltet, zeigt dies die Thermospannung an. Damit lassen sich Temperaturdifferenzen messen. Meist wird die Temperatur einer Kontaktstelle als Referenz mit schmelzendem Eis auf 0°C gehalten. Der SEEBECK-Effekt ist umkehrbar. Im PELTIER⁶⁴-Element entsteht eine Temperaturdifferenz zwischen beiden Kontaktstellen als Folge eines Stromflusses. Effektiv sind großflächige Kontaktstellen, über die größere Wärmeströme fließen können. Weiterhin werden anstelle von Metallen Halbleiter eingesetzt. Praktisch eingesetzt werden PELTIER-Elemente vorwiegend zur Kühlung. Man kann die Verlustwärme von elektronischen Bauelementen an einen Kühlkörper transportieren oder Lebensmittel im Autokühlschrank frisch halten. Bei allen Anwendungen gilt es, die richtige Polung einzuhalten, sonst stirbt der Prozessor den Wärmetod oder die Limo kocht im Kühlschrank über.

5.4.4.3 Der Metall-Halbleiter-Übergang

Der Metall-Halbleiter-Übergang ist ein spezieller Heteroübergang. Als Kontaktierung von Halbleiterzonen bei HL-Bauelementen sollte er möglichst niederohmig sein. Es zeigt sich, dass dieser Übergang unter bestimmten Voraussetzungen auch gute Gleichrichtereigenschaften aufweist, die zur Herstellung von Dioden (sog. SCHOTTKY⁶⁵-*Dioden*) insbesondere in der Mikrowellen- und Nanosekundenimpulstechnik ausgenutzt werden.

Ist die Austrittsarbeit der Elektronen im Metall W_M größer als die im Halbleiter W_H (s. Abb. 5.44a,b), so können beim Kontakt Elektronen entsprechend hoher Energie leichter vom Halbleiter ins Metall übergehen als umgekehrt. Hierdurch wird eine negative Aufladung der Metalloberfläche erreicht. In der Halbleiterrandschicht erzeugen die jetzt überschüssigen (von ihren Elektronen entblößten) positiven Donatorionen eine positive Aufladung. Bei einem *n*-Halbleiter wie in Abb. 5.44c bedeutet dies eine Verarmung an Majoritätsladungsträgern in der Randschicht, ähnlich einem *p-n-* Übergang. Diese Verarmungsrandschicht bewirkt einen hochohmigen Widerstand, der zudem durch eine äußere Spannung gesteuert werden kann und für die Gleichrichtereigenschaften verantwortlich ist.



Abb. 5.44 Bändermodell eines Metall-Halbleiter-Überganges mit großer Austrittsarbeit des Metalls (Verarmungsrandschicht)

a) Bändermodell des Metalls

b) Bändermodell des *n*-Halbleiters

c) zusammengesetztes Bändermodell im thermodynamischen Gleichgewicht

Ist die Austrittsarbeit der

Elektronen im Metall W_M kleiner als die im Halbleiter W_H (s. Abb. 5.45a,b), tritt eine Anreicherung der Randschicht des Halbleiters mit Elektronen auf. Diese *Anreicherungsschicht* ist niederohmig, wie sie bei der Kontaktierung von Halbleitermaterial erwünscht ist.

⁶⁴ Jean Charles Athanase PELTIER (1785-1845) franz. Physiker; Thermoelektrizität, Peltier-Effekt, Peltier-Element

⁶³ Thomas SEEBECK (1770-1831) dt.-balt. Physiker; Entdeckung der optischen Aktivität von Zuckerlösung, thermoelektr. Spannungsreihe, entdeckte Ferromagnetismus von Nickel und Cobalt

⁶⁵ Walter SCHOTTKY (1886-1976) dt. Physiker und Elektrotechniker; Elektronenröhre, HL-Physik



Ganz analoge Überlegungen können auch für einen p-Halbleiter angestellt werden. Es gilt

	$W_{\rm M} > W_{\rm H.}$	$W_{\rm M} < W_{\rm H.}$
n-Halbleiter	Verarmung	Anreicherung
p-Halbleiter	Anreicherung	Verarmung

Nach dieser vereinfachten Kontakttheorie ergibt sich die Barrierenhöhe $\Delta W = W_{\rm M} - W_{\rm EA}$, für die Diffusionsspannung gilt $eU_D = W_{\rm M} - W_{\rm H}$. Diese Betrachtung lässt allerdings außer Acht, dass an Grenzflächen häufig Störungen auftreten durch Inhomogenitäten im Kristallaufbau, dünne Oxidschichten, Verunreinigungen. Diese Störungen erzeugen zusätzliche erlaubte Zustände im Bereich der Oberfläche (Oberflächenzustände), welche weitere Bandverbiegungen verursachen.

5.4.4.4 Der Metall-Isolator-Halbleiter-Übergang

Die Metall-Isolator-Halbleiterstruktur hat als Steuerelektrode große praktische Bedeutung. Werden Metall, Isolator und Halbleiter als Sandwichstruktur aneinandergefügt, ergibt sich das in Abb. 5.46 skizzierte Bändermodell.



Die Kontaktspannung über Metall und Halbleiter $U_{\rm K} = (W_{\rm H} - W_{\rm M})/e$ fällt teilweise als (innere) Spannung U_{i0} über dem Isolator ab. Ein weiterer (innerer) Spannungsabfall U_{s0} ergibt sich aus der Bandverbiegung im Bereich der Oberfläche des Halbleiters: $U_{\rm K} = U_{i0} + U_{s0}$.