

Theoretischer Teil

1 Halbleiter

1.1 Grundbegriffe

An dieser Stelle kann nur eine kurze Übersicht über die Grundbegriffe der Halbleiterphysik gegeben werden, für weitergehende Informationen wird auf die verwendete Literatur [20–24] verwiesen.

Für die Beschreibung der elektronischen Eigenschaften von Festkörpern ist das **Bändermodell** vorteilhaft. Durch die Wechselwirkung vieler Atome sind die ursprünglich diskreten, von Elektronen besetzbaren Energieniveaus zu Bändern extrem dicht benachbarter Niveaus verbreitert. Innerhalb dieser Bänder können sich die Elektronen unter geringem Energieumsatz weitgehend frei bewegen, wenn nicht bereits alle verfügbaren Niveaus besetzt sind.

Die wichtigsten Bänder sind das höchste am absoluten Nullpunkt vollständig besetzte Band, das **Valenzband** und das energetisch nächsthöhere Band, das **Leitungsband**. Das höchste Niveau des Valenzbandes wird **Valenzbandkante E_V** genannt, das niedrigste des Leitungsbandes **Leitungsbandkante E_L** .

Das **Ferminiveau E_F** ist das am absoluten Nullpunkt ($T = 0\text{ K}$) höchste besetzte Niveau, bei höheren Temperaturen ist es gemäß der Fermiverteilung halbbesetzt. Das Ferminiveau entspricht dem chemischen Potential der Elektronen im Festkörper. Die **Fermienergie** ist die Energie, die aufgewendet werden muß, um ein Elektron aus dem Festkörper vom Ferminiveau auf das Vakuumniveau anzuheben und entspricht damit der Austrittsarbeit ϕ .

Die hohe Leitfähigkeit der **Metalle** beruht auf einem nicht vollständig besetzten Valenzband (Alkalimetalle) oder dem Überlappen von Valenz- und Leitungsband, so daß den Elektronen im Valenzband freie Zustände im Leitungsband leicht zugänglich sind.

Isolatoren besitzen eine große, nicht besetzbare **Bandlücke E_g** ($E_g = E_L - E_V$) zwischen beiden Bändern, so daß Elektronen nur unter sehr hohem Energieumsatz in das leere Leitungsband wechseln können.

Die im folgenden für Halbleiter beschriebenen Begriffe sind in Abb.1.1 dargestellt.

Halbleiter nehmen mit ihrer relativ kleinen Bandlücke (0,3 - 3 eV) eine Zwischenstellung ein, so daß sie zwar nur schwach elektrisch leiten, aber Elektronen

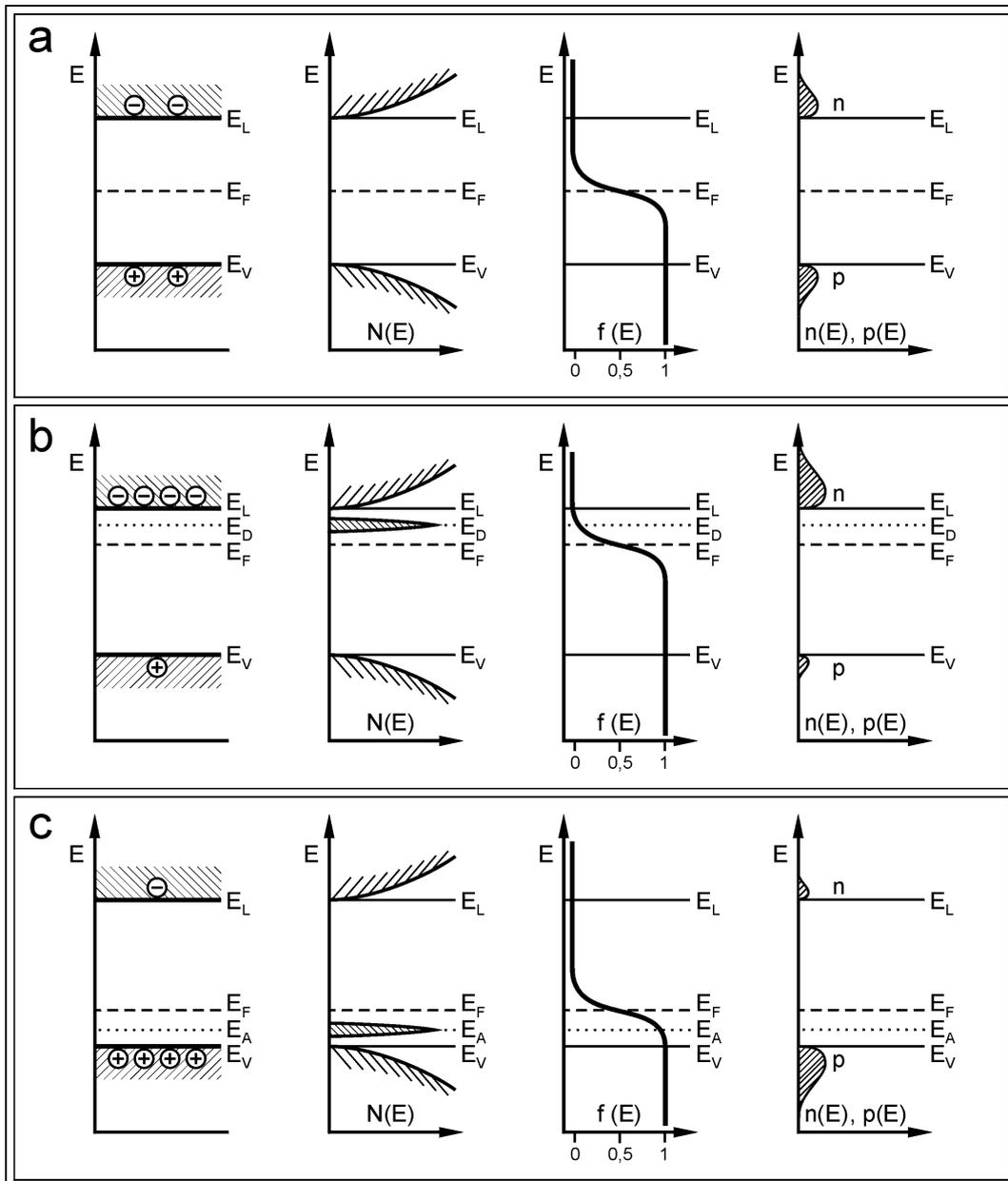


Abb. 1.1: Bändermodell, Zustandsdichte $N(E)$, Fermiverteilung $f(E)$ und Konzentration der Elektronen $n(E)$ und Löcher $p(E)$. (nach [21])

a) intrinsischer Halbleiter mit mittig zwischen oberer Valenzbandkante E_V und unterer Leitungsbandkante E_L liegendem Fermienergie E_F .

b) n-Halbleiter mit Donorniveau E_D und höherem Fermienergie.

c) p-Halbleiter mit Akzeptorniveau E_A und niedrigerem Fermienergie.

bei Erwärmung oder bei Einwirkung elektromagnetischer Strahlung genügend hoher Energie ($> E_g$) relativ leicht in das Leitungsband wechseln können. Das Fermi-niveau E_F liegt bei einem Halbleiter innerhalb der Bandlücke und kann nicht besetzt werden. Trotzdem entspricht es auch hier dem chemischen Potential der Elektronen.

Als **intrinsische Halbleiter** werden reine Halbleiter ohne die Art der elektrischen Leitung beeinflussende Verunreinigungen bezeichnet. Das Fermi-niveau liegt bei ihnen in der Mitte zwischen Valenz- und Leitungsbandkante. Die Leitfähigkeit intrinsischer Halbleiter durch thermische Anregung ist aufgrund der relativ zur thermischen Energie großen Bandlücke nur gering. Elektronen, die thermisch angeregt in das Leitungsband überwechseln, hinterlassen im Valenzband eine positive Ladung, ein sogenanntes **Defektelektron** oder **Loch**. Dieses ist ebenfalls beweglich und trägt analog zu dem Elektron zur Leitfähigkeit bei. Abweichungen von der Mittenlage des Fermi-niveaus werden bei Unterschieden der Zustandichten der Löcher und Elektronen beobachtet.

Im intrinsischen Halbleiter ist die **Elektronenkonzentration** n der zur elektrischen Leitung zur Verfügung stehenden Elektronen gleich der **Lochkonzentration** p und gleich der sogenannten **intrinsischen Ladungsträgerkonzentration** n_i .

Um die Leitfähigkeit zu erhöhen, werden gezielt geringe Mengen Verunreinigungen von Atomen anderer Wertigkeit als der der Halbleiteratome in den hochreinen intrinsischen Halbleiter eingebracht, was als **Dotierung** bezeichnet wird.

Um einen **n-Halbleiter** zu erhalten, werden Elemente mit einer höheren Wertigkeit zugesetzt. Diese Atome werden in das Halbleitergerüst eingebaut und können ein daher überzähliges Elektron in das Leitungsband abgeben. Sie wirken damit als **Donatoren** und besitzen daraufhin eine feste positive Ladung im Kristallgitter, was im Bändermodell zur Entstehung eines **Donorniveaus** E_D führt. Ihre Konzentration wird **Donatorkonzentration** N_D genannt. Unter normalen Bedingungen, d.h. $E_L - E_D < kT$, sind praktisch alle Donatoren ionisiert und die Konzentration der Leitungselektronen n übersteigt bei weitem die Zahl der Löcher und ist fast gleich der Donatorkonzentration N_D . Das Fermi-niveau verschiebt sich im n-Halbleiter zu höheren Energien gegenüber dem intrinsischen Halbleiter.

Analog wird ein **p-Halbleiter** durch Zusatz niederwertigerer Atome erhalten, die als **Akzeptoren** von Elektronen aus dem Valenzband wirken, wodurch dort als Ladungsträger wirkende Löcher zurückbleiben. Im Kristallgitter werden sie wie die Halbleiteratome eingebaut, besitzen dann aber eine ortsfeste negative Ladung. Ihre Konzentration ist die **Akzeptorkonzentration** N_A , ihr zugehöriges Energieniveau das **Akzeptorniveau** E_A . Bei gemäß $E_A - E_V < kT$ genügend hohen Temperaturen sind fast alle Akzeptoren ionisiert und die Lochkonzentration ist wesentlich größer als die Elektronenkonzentration und entspricht ungefähr der Akzeptorkonzentration.

In dotierten Halbleitern werden die hauptsächlich anwesenden Ladungsträger, Elektronen im n-Halbleiter bzw. Löcher im p-Halbleiter, **Majoritätsladungsträger** genannt, die geringer vorhandenen Löcher im n-Halbleiter bzw. Elektronen im p-Halbleiter, **Minoritätsladungsträger**.

Die **effektive Masse** wurde eingeführt, um Elektronen (m_e^*) und Löcher (m_h^*) im Kristallgitter wie freie Teilchen behandeln zu können. Alle meist richtungsabhängigen Gittereinflüsse werden der tensoriellen effektiven Masse zugeschrieben [25]. Die effektive Masse wird mit

$$m_{e,h}^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dk^2} \quad (1.1)$$

definiert, wobei E der betrachtete Energiezustand und k der zugehörige Wellenzahlvektor ist. Die effektive Masse von Elektronen und Löchern ist für viele Halbleiter tabelliert [21].

Die **Zustandsdichte** $N(\mathbf{E})$ gibt die Zahl der für Ladungsträger besetzbaren Energiezustände in einem energetischen Intervall pro Volumeneinheit an. Sie kann durch Röntgenphotoelektronenspektroskopie (XPS) oder UV-Photoelektronenspektroskopie (UPS) bestimmt werden. Die in Abb.1.1 symmetrisch eingezeichneten Zustandsdichten im Valenzband ($N_V(\mathbf{E})$) und Leitungsband ($N_L(\mathbf{E})$) können sich auch unterscheiden.

Die **effektiven Zustandsdichten** im Valenzband N_V und im Leitungsband N_L können aus der effektiven Masse der Elektronen im Leitungsband, bzw. der Löcher im Valenzband berechnet werden:

$$N_V = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \quad \text{und} \quad (1.2)$$

$$N_L = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} . \quad (1.3)$$

Die **Fermi-Verteilung** ist die Gleichgewichtsverteilung für Teilchen, wenn nur ein Teilchen einen Energiezustand besetzen kann:

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{(E-E_F)}{kT}} + 1} . \quad (1.4)$$

Diese Beschränkung folgt für Elektronen und andere Fermionen mit halbzahligem Spin aus dem quantenmechanischen Pauli-Prinzip. Die analoge Verteilung für Bosonen, bei denen es keine Beschränkung der Teilchenzahl pro Energiezustand gibt, unterscheidet sich von der Fermiverteilung nur um das negative Vorzeichen im Nenner an Stelle des positiven bei der Fermi-Verteilung. Der Grenzfall bei $kT \gg \Delta E$ entspricht der Boltzmannverteilung, bei der die eins im Nenner fehlt [26]. (siehe Abb.1.1)

Die **Ladungsträgerkonzentrationen** $n(\mathbf{E})$ und $p(\mathbf{E})$ werden durch Multiplikation der Zustandsdichte $N(\mathbf{E})$ mit der Fermiverteilung $f(\mathbf{E})$ erhalten. Wie in Abb.1.1

zu erkennen ist, sind die Ladungsträgerkonzentrationen an den Bandkanten hoch, erreichen in der Nähe ein Maximum und fallen mit zunehmendem Abstand schnell ab. In der Bandlücke ist die Ladungsträgerkonzentration gleich Null. Bei p- und n-dotierten Halbleitern ist die Majoritätsladungsträgerkonzentration jeweils größer, die der Minoritätsladungsträger entsprechend kleiner.

Die **Gesamtladungsträgerkonzentrationen** für Elektronen n , bzw. Löcher p können durch Integration über die einzelnen Energiezustände errechnet werden:

$$n = \int_{E_L}^{\infty} f(E) N_L(E) dE \quad \text{und} \quad (1.5)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} (1 - f(E)) N_V(E) dE \quad . \quad (1.6)$$

Dabei ist $N_L(E)$ die Zustandsdichte im Leitungs- und $N_V(E)$ im Valenzband. Für $kT \gg \Delta E$ kann für die Fermiverteilung näherungsweise der Verlauf der Boltzmannverteilung eingesetzt und das Integral ausgerechnet werden [24]:

$$n = N_L e^{-\frac{(E_L - E_F)}{kT}} \quad , \quad (1.7)$$

$$p = N_V e^{-\frac{(E_F - E_V)}{kT}} \quad . \quad (1.8)$$

Das sogenannte **Massenwirkungsgesetz** der Ladungsträger von Halbleitern wird durch Multiplikation der Gleichungen (1.7) und (1.8) erhalten:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_L N_V e^{-\frac{(E_L - E_V)}{kT}} \quad . \quad (1.9)$$

In Gleichung (1.9) stehen auf der rechten Seite nur noch Materialkonstanten, deren Wurzel zur **intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i** zusammengefaßt wird.

Die **Lage des Ferminiveaus** in dotierten Halbleitern kann durch Auflösen der Gleichungen (1.7) und (1.8) berechnet werden, wenn die Donorkonzentration N_D bzw. Akzeptorkonzentration N_A die Konzentration der intrinsischen Ladungsträger deutlich überwiegt:

$$E_F = E_V + kT \ln N_V / N_A \quad (\text{p-Halbleiter}), \quad (1.10)$$

$$E_F = E_L - kT \ln N_L / N_D \quad (\text{n-Halbleiter}). \quad (1.11)$$

1.2 Direkte und indirekte Übergänge

Die folgende Übersicht wurde überwiegend aus [24, 25] zusammengestellt.

Bei Absorption elektromagnetischer Strahlung einer Quantenenergie, die größer als die Bandlücke ist, kann ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband des Halbleiters angehoben werden. Das zugehörige Loch bleibt im Valenzband zurück. Eine überschüssige Energie des Lichtquanten hebt Elektron und Loch auf energetisch höhere Niveaus innerhalb des Leitungs- bzw. Valenzbandes. Sie geben die überschüssige Energie schnell durch Wechselwirkung mit dem Gitter ab und nähern sich den Bandkanten. Dieser Vorgang wird Thermalisierung genannt.

Je nach der Bandstruktur des Halbleitermaterials müssen zwei wichtige Arten des Elektronenüberganges unterschieden werden: der direkte und der indirekte Übergang. Die Art des Übergangs kann u.a. Auswirkungen auf das Absorptionsverhalten haben. Für Solarmaterialien bestimmt dieser Aspekt, ob sie ressourcensparend in Dünnschichten eingesetzt werden können.

Der direkte Übergang

Bei einem direkten Übergang wird die Energie der elektromagnetischen Strahlung absorbiert und das Elektron direkt in das Leitungsband gehoben. Der Impuls des Elektrons wird dabei nicht geändert. Halbleiter bei denen dieser Übergangstyp vorliegt heißen direkte Halbleiter.

In Bandstrukturdiagrammen wird die Lage der Energiebänder über dem Wellenzahlvektor, einem Maß für den Impuls eines Elektrons, aufgetragen.

In Abb.1.2 a ist ein Ausschnitt aus einem Bandstrukturdiagramm eines direkten Halbleiters gezeigt. Es ist darin nur der für den Übergang wichtige Bereich um die Valenz und Leitungsbandkante herum dargestellt.

Bei einem direkten Halbleiter liegen das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbandes genau untereinander. Der Elektronenübergang unter Bestrahlung kann daher senkrecht, d.h. ohne Änderung von k und damit ohne Änderung des Elektronenimpulses ablaufen. Gegenüber einem Übergang mit einer verbundenen Impulsänderung ist der direkte Übergang wahrscheinlicher.

Der Anteil der Lichtintensität I , der den Halbleiter durchdringt, nimmt mit zunehmender Eindringtiefe x exponentiell ab:

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad . \quad (1.12)$$

Der Faktor α im Exponenten ist der Absorptionskoeffizient und I_0 die auf die Halbleiteroberfläche auftreffende Intensität.

Der Absorptionskoeffizient α , der durch Aufsummieren der Übergangswahrscheinlichkeiten, multipliziert mit den Zustandsdichten vor und nach dem Übergang erhalten werden kann, beträgt für näherungsweise parabelförmige Bänder [25]:

$$\alpha(h\nu) \cong A\sqrt{h\nu - E_g} \quad . \quad (1.13)$$

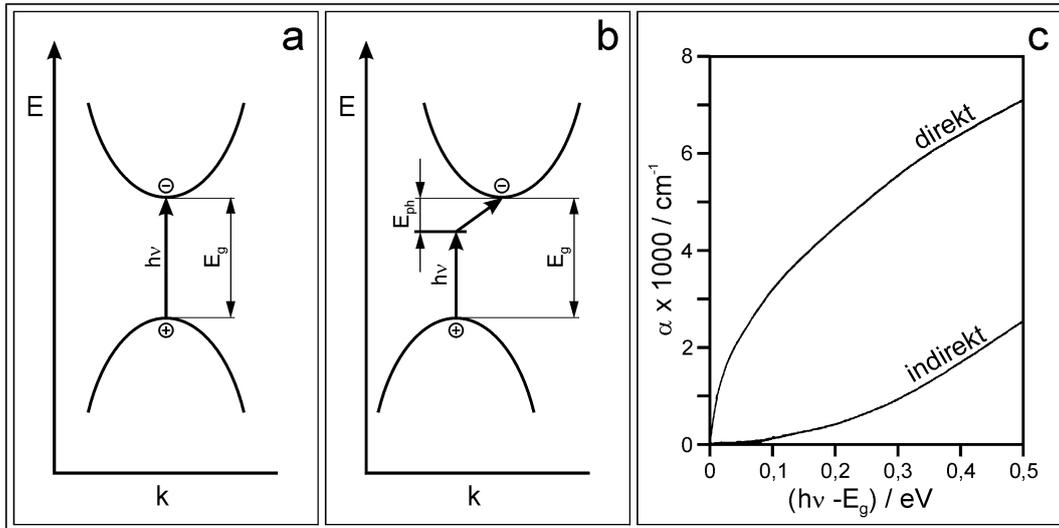


Abb. 1.2: a) Direkter Übergang: Wechsel des Elektrons vom Valenzband in das Leitungsband ohne Impulsänderung. (nach [25, 27])
 b) Indirekter Übergang: Der Bandwechsel des Elektrons ist mit einer Impulsänderung verbunden, Wechselwirkung mit einem Phonon (Energieniveau E_{ph}) ist nötig.
 c) Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Energie der eingestrahlichten Lichtquanten. [25]

Der Wert der Konstanten A liegt in der Größenordnung von $10^4 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1/2}$, der Absorptionskoeffizient α besitzt dann die Dimension cm^{-1} .

Der indirekte Übergang

Bei indirekten Übergängen liegen das Valenzbandmaximum und das Leitungsbandminimum in der Darstellung über dem Wellenvektor k nicht übereinander. Dieser Fall ist in Abb.1.2 b gezeigt.

Bei einem Elektronenübergang muß sich somit der Impuls des Elektrons ändern. Da neben dem Energieerhaltungssatz auch immer der Impulserhaltungssatz gilt, und der Beitrag des Photons viel zu gering ist, muß der Impulsbeitrag von anderer Seite kommen. Hierfür stehen vorwiegend Gitterschwingungen, Phononen, zur Verfügung. Zusätzlich liefern sie einen positiven oder negativen Energiebeitrag bis zu 0,1 eV bei 300 K.

Durch die notwendige Verknüpfung des Überganges mit einem passenden Phonon wird der Übergang unwahrscheinlicher und die Lichtabsorption in indirekten Halbleitern daher geringer.

Für den Absorptionskoeffizienten wird folgender Zusammenhang erhalten [25]:

$$\alpha(h\nu) \cong B(h\nu - E_g)^2 \quad . \quad (1.14)$$

B ist wieder von der Größenordnung von $10^4 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1/2}$.

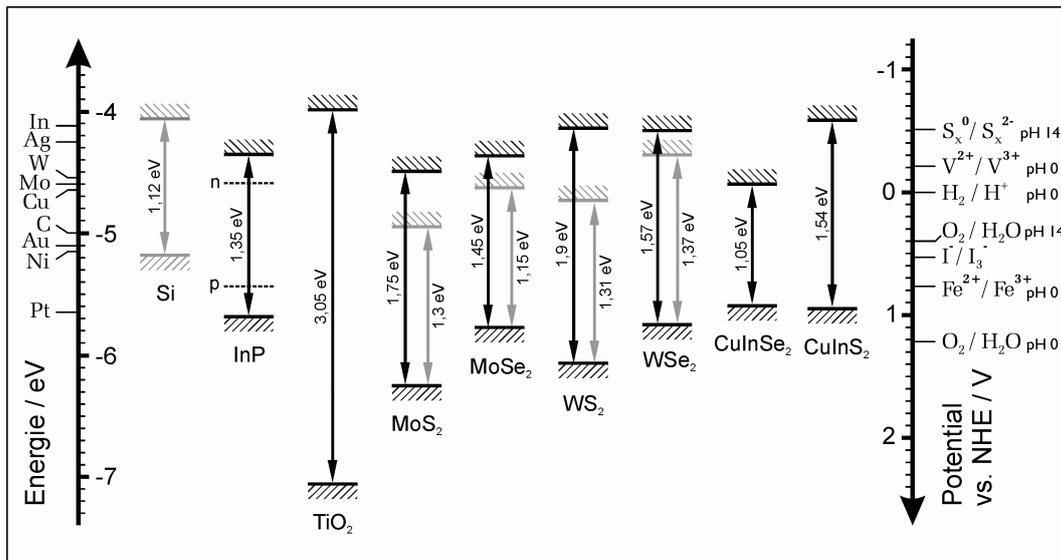


Abb. 1.3: Übersicht über die energetische und Potentiallage von Valenz- und Leitungsbandern von in dieser Arbeit verwendeten und anderen wichtigen Halbleitern. Direkte Übergänge sind schwarz, indirekte grau eingezeichnet. Die Austrittsarbeiten einiger Elemente sind links und die Potentiallagen wichtiger Redoxelektrolyte rechts verzeichnet. Die Lage des Fermi-niveaus bei n- und p-Dotierung ist bei InP qualitativ angedeutet. (erweitert nach [25]; Schichtgitterhalbleiter: siehe Tab.9.2 auf S.85; Austrittsarbeiten der Metalle aus [28]; Redoxpotentiale aus [25, 29])

Der Verlauf der Absorptionskoeffizienten ist zum Vergleich für direkte und indirekte Halbleiter in Abb.1.1c über der Überschussenergie ($h\nu - E_g$) des Photons gegenüber der Bandlücke E_g aufgetragen. In der schematischen Darstellung wurden gleiche Vorfaktoren $A = B = 10^4 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1/2}$ angenommen, die sich in der Realität aber etwas unterscheiden.

Bei direkten Halbleitern ist die Absorption von Lichtquanten mit gegenüber der Bandlückenenergie nur geringfügig größerer Energie schon verhältnismäßig hoch und steigt zu Anfang steil an, während die Zunahme sich nur langsam abschwächt.

Der indirekte Halbleiter dagegen zeigt bei einer Lichtquantenenergie, die nur wenig größer als die Bandlücke ist, nur geringe Absorption, die mit steigender Quantenenergie langsam steigt.

In Abb.1.3 wird ein Überblick über die energetischen Bandlagen und die beobachtbaren Übergänge der in dieser Arbeit untersuchten Halbleiter, sowie des Siliziums und des Indiumphosphids gegeben. Zusätzlich sind rechts in Abb.1.3 die Redoxpotentiale verschiedener Redoxelektrolyte eingezeichnet und links die Austrittsarbeiten verschiedener Elemente, die als Kontaktmaterialien für die Halbleiter verwendet werden können.

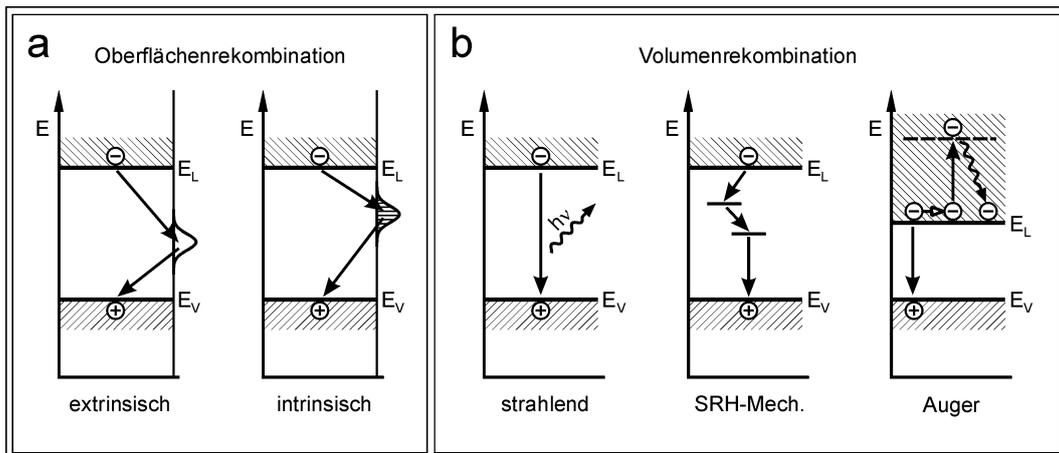


Abb. 1.4: Rekombinationsmechanismen von Elektronen und Löchern im Halbleiter. a) Oberflächenrekombination: extrinsisch z.B. über Adsorbat und intrinsisch durch nicht abgesättigte Bindungen. (willkürliche energet. Lage der Oberflächenzustände) b) Volumenrekombination: direkter strahlender Übergang, Shockley-Reed-Hall-Mechanismus (SRH) durch Rekombinationszentren und Auger-Rekombination mit Energieübertragung auf ein weiteres Elektron und anschließender Thermalisierung. (verändert nach [25, 30])

1.3 Rekombinationsmechanismen

Der folgende Abschnitt wurde im wesentlichen aus [25, 30] zusammengefasst.

Wenn Elektron und Loch nicht wie bei einer Solarzelle in einer Raumladungszone getrennt werden können, rekombinieren sie nach einer Weile wieder. Dafür stehen mehrere mögliche Mechanismen zur Verfügung, die in Abb.1.4 dargestellt sind.

Meist ist die **Oberflächenrekombination** dominierend, sie verläuft über an der Oberfläche lokalisierte Energiezustände innerhalb der Bandlücke. Besonders effektiv ist diese Rekombination, wenn diese Oberflächenzustände in der Mitte der Bandlücke liegen. Bei einer dichten Folge von Energiezuständen an der Oberfläche kann die Energiedifferenz strahlungslos an das Gitter abgegeben werden.

Bei der sogenannten **intrinsischen Oberflächenrekombination** resultieren die Oberflächenzustände aus der Änderung der Kristallsymmetrie an der Oberfläche mit der damit verbundenen Umorientierung nicht abgesättigter Bindungen. So ragen bei kovalenten Halbleitern nicht abgesättigte Bindungen an der Oberfläche aus dem Kristall heraus, die als „dangling bonds“ bezeichnet werden.

Extrinsische Oberflächenrekombination läuft über Oberflächenzustände ab, die durch äußere Verunreinigungen, mechanische Defekte an der Oberfläche, oder der Abscheidung von Metallen hervorgerufen werden. Sie nimmt mit der Zahl der Oberflächendefekte und zunehmender Stärke der Adsorption zu.

Die **Volumenrekombination** umfaßt drei weitere Mechanismen, die besonders

bei Halbleitern mit sehr reinen Oberflächen oder bei Rekombinationsprozessen fern der Oberfläche zum Tragen kommen.

Der einfachste Prozeß, der **strahlende Übergang**, kommt als Umkehrprozeß der optischen Anregung hauptsächlich bei hochreinen direkten Halbleitern und bei mittleren Überschußladungsträgerkonzentrationen vor. Die Überschußladungsträger sind die durch Anregung etwa durch Belichtung zusätzlich gebildeten Elektron-Lochpaare. Die Überschußladungsträgerkonzentration ist in erster Näherung der eingestrahnten Lichtintensität proportional.

Der **Shockley-Reed-Hall-Mechanismus** oder auch SRH-Rekombination verläuft über Energieniveaus innerhalb der Bandlücke, die durch Verunreinigungen des Halbleiters entstehen. Diese Energieniveaus können als donor- oder akzeptorähnliche Rekombinationszentren wirken, die man auch als „Traps“ bezeichnet.

Ein akzeptorähnliches Rekombinationszentrum kann ein Elektron aus dem Leitungsband aufnehmen und wird dabei negativ geladen. Das Elektron kann daraufhin, u.U. über weitere Traps, mit einem Loch im Valenzband rekombinieren. Die Energiedifferenz wird dabei als relativ zur Bandlücke niederenergetischere Lichtquanten abgegeben.

Analog kann bei einem donorähnlichen Rekombinationszentrum ein Loch in die Nähe des Leitungsbandes wandern, oder noch am Rekombinationszentrum mit einem ebenfalls eingefangenen Elektron rekombinieren.

Bei einer bandkantennahen Lage der Rekombinationszentren können diese unter Aufnahme thermischer Energie wieder entleert werden. Somit sind, wie bei der Oberflächenrekombination, Rekombinationsniveaus in der Mitte der Bandlücke am effektivsten.

Die SRH-Rekombination hängt von der Menge der Verunreinigungen im Halbleiter ab, und führt bei einer geringen Konzentration nur zu einer niedrigen Rekombinationsrate nach diesem Mechanismus. Er wird daher eher bei niedrigen Überschußladungsträgerkonzentrationen, d.h. niedrigen Lichtintensitäten, wichtig.

Bei der **Auger-Rekombination** wird die Rekombinationsenergie des Elektron-Lochpaares durch einen Stoß auf ein weiteres Elektron übertragen, das dadurch auf ein um E_g höheres Niveau innerhalb des Leitungsbandes angehoben wird. Diese Energie wird unverzüglich durch Gitterwechselwirkung als Wärme abgegeben, was als Thermalisieren bezeichnet wird.

Bei hochreinen, indirekten Halbleitern bleiben der SRH-Mechanismus und die direkte strahlende Rekombination in der Regel unbedeutend, und die Rekombination läuft nach dem Auger-Mechanismus ab. Da für die Energieübertragung die Gegenwart von Elektronen im Leitungsband erforderlich ist, steigt die Rekombinationsrate nach dem Auger-Mechanismus mit hohem Ladungsträgerüberschuß und damit hoher anregender Lichtintensität.

1.4 Der belichtete Halbleiter

Der Abschnitt über belichtete Halbleiter wurde aus [25, 27] zusammengestellt.

Im Gleichgewichtsfall gibt es nach den Gleichungen (1.10) und (1.11) nur ein Fermi-niveau für Elektronen und Löcher. In einem dotierten Halbleiter unterscheiden sich die Konzentrationen an Elektronen n und Löchern p üblicherweise um mehrere Größenordnungen. Bei Belichtung oder auch Ladungsträgerinjektion werden Überschußladungsträger Δn und Δp erzeugt. Gleichung (1.9) wird dadurch zu einer Ungleichung:

$$n \cdot p = (n_0 + \Delta n) \cdot (p_0 + \Delta p) > n_i^2 \quad (1.15)$$

Gegenüber der Majoritätsladungsträgerkonzentration ist die Änderung unwesentlich. Aber für die Minoritätsladungsträger, deren Konzentration im Gleichgewicht nach Gleichung (1.9) mit der Majoritätsladungsträgerkonzentration zusammenhängt, bedeuten die zusätzlichen Minoritätsladungsträger eine Änderung der Konzentration um mehrere Größenordnungen.

Photoeffekte, die unter Belichtung des Halbleiters zu beobachten sind, rühren daher üblicherweise von den Minoritätsladungsträgern her.

Bei stationärer Belichtung bilden sich, bei genügend großer Lebensdauer der Überschußladungsträger, für Elektronen und Löcher getrennte gleichgewichtsähnliche Zustände heraus.

Die Gleichungen für die Elektronen- und Lochkonzentration im Zusammenhang mit den Zustandsdichten und dem Fermi-niveau (Gl.1.7 und Gl.1.8) gelten weiter, und Zustandsdichten und Temperatur bleiben unverändert.

Um diese stationären Zustände zu beschreiben, werden daher getrennte **Quasiferminiveaus** für Elektronen $E_{F,e}^*$ im Leitungsband und Löcher $E_{F,h}^*$ im Valenzband angenommen, die in Analogie zu den Gleichungen (1.10) und (1.11) definiert werden:

$$E(x)_{F,h}^* = E_V + kT \ln \frac{N_V}{p + \Delta p(x)} \quad , \quad (1.16)$$

$$E(x)_{F,n}^* = E_L - kT \ln \frac{N_L}{n + \Delta n(x)} \quad . \quad (1.17)$$

Die ortsabhängige Lage der Quasiferminiveaus in der beleuchteten Schicht eines p-Halbleiters ist in Abb.1.5 gezeigt. Die Aufspaltung der Quasiferminiveaus verringert sich nach links mit abnehmender eindringender Lichtintensität und der daraus folgenden Abnahme der Überschußladungsträger, sowie im Bereich der Oberfläche durch Oberflächenrekombination. Die Differenz der Quasiferminiveaus der Elektronen und Löcher an der Oberfläche entspricht der Helmholtzenergie ΔA bzw. der Freien Energie, die im besten Fall unter reversiblen Bedingungen dem belichteten System entzogen werden könnte.

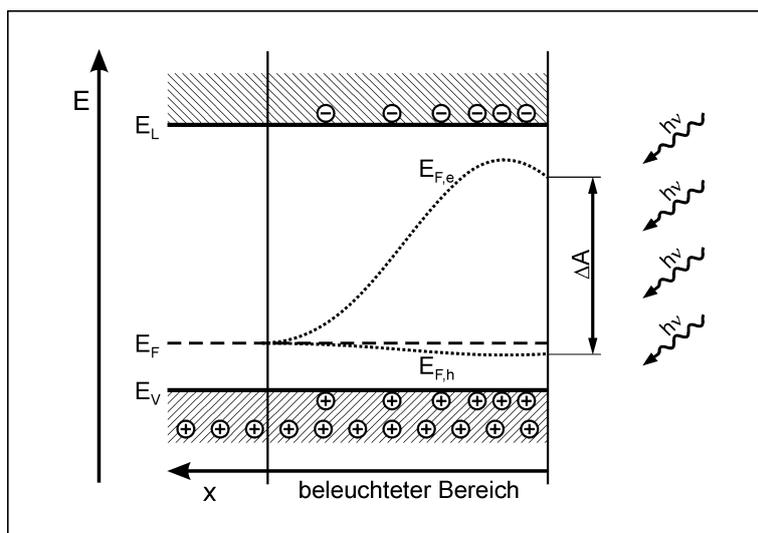


Abb. 1.5: Quasiferminiveaus der Elektronen $E_{F,e}$ und der Löcher $E_{F,h}$ im beleuchteten Bereich eines p-Halbleiters. Die Helmholtzenergie ΔA ist die maximal entnehmbare Energie. (nach [25], angepaßt für den p-Halbleiter)

Diese Differenz an der Oberfläche kann in die **Photospannung** U_{ph} umgerechnet werden:

$$U_{ph} = 1/e_0 \cdot \Delta A = 1/e_0 \cdot |E(0)_{F,e}^* - E(0)_{F,h}^*| . \quad (1.18)$$

1.5 pn-Kontakte

Weitergehende Informationen können der für diese Zusammenfassung verwendete Literatur [21, 24, 27] entnommen werden.

Bringt man einen p- und einen n-Halbleiter in Kontakt, gleichen sich die Fermi-niveaus an, und es kommt in der Folge zu einer Verbiegung der Bänder, die aufgrund ihrer Potentialabhängigkeit die Ursache für die gleichrichtenden Eigenschaften des pn-Übergangs ist.

Es wird dabei zwischen einem Kontakt zweier p- und n-dotierter Phasen des selben Halbleiters, einer Homojunction, und dem zweier gegensätzlich dotierter Phasen verschiedener Halbleiter, einer Heterojunction oder einem Heterokontakt unterschieden.

In Abb.1.6 ist die Kontaktbildung zwischen zwei p- und n-Phasen des gleichen Halbleitermaterials mit gleicher Stärke der Dotierung ($N_A = N_D$) gezeigt. Im linken Teil a sind die Halbleiterteile noch getrennt. Im p-Halbleiter ist neben den Bändern

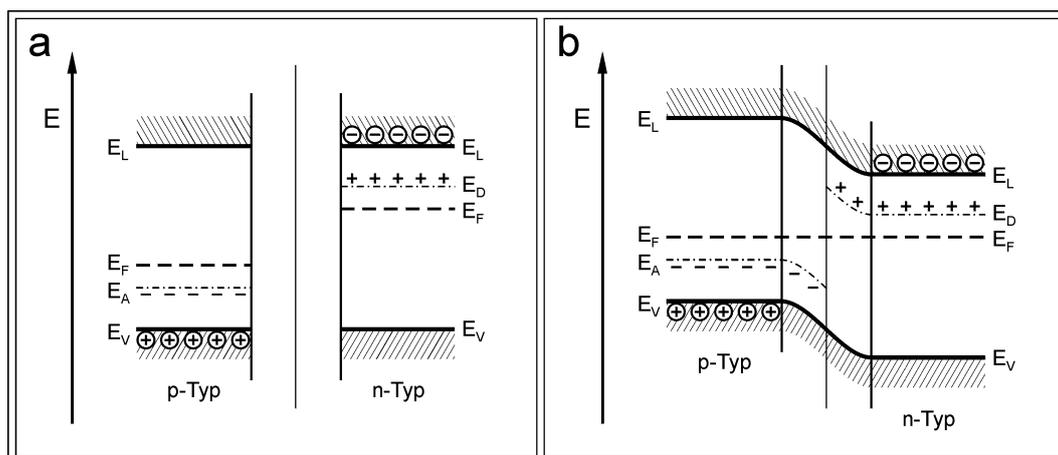


Abb. 1.6: pn-Kontakt (Homojunction) gleich stark dotierter p- und n-Halbleiter.
 a) vor der Kontaktbildung: gleiche Lage der Bandkanten E_V und E_L , unterschiedliche Fermi-niveaus E_F . (E_A Akzeptorniveau, E_D Donorniveau)
 b) nach der Kontaktbildung: Angleichung der Fermi-niveaus E_F und Verschiebung der Bänder, Bandverbiegung im Bereich der Raumladungszone. (nach [24])

und dem Fermi-niveau E_F das Akzeptorniveau E_A eingezeichnet. Fast alle Löcher im Valenzband entstehen bei der Elektronenabgabe an die Akzeptoren. Genauso sind beim n-Halbleiter das Donatorniveau E_D und die Elektronen als Majoritätsladungsträger eingezeichnet.

Werden der p- und der n-Halbleiter zusammengefügt, folgt die Angleichung der Fermi-niveaus und die Verbiegung der Bänder. Dies ist für den pn-Kontakt im thermischen Gleichgewicht in Abb.1.6 b gezeigt.

Wegen ihres geringeren chemischen Potentials (Fermi-niveaus) im p-Halbleiter wandern Elektronen vom n in den p-Halbleiter und rekombinieren dort mit Löchern, die in Richtung des n-Halbleiters wandern. Es fließt ein Diffusionsstrom vom p- zum n-Halbleiter.

Da die Donatoren und Akzeptoren ionisiert bleiben, durch die Bandverbiegung befinden sie sich sogar noch auf einem niedrigeren Niveau, lädt sich die Kontaktzone durch die Ladungsträgerverarmung im Bereich des p-Halbleiters negativ und im Bereich des n-Halbleiters positiv auf. Die sich ausbildende, elektrisch geladene Kontaktzone bezeichnet man als **Raumladungszone W**. An den äußeren Grenzen der Kontaktzone läßt sich die resultierende **Kontaktspannung U_K** messen. Das entstehende elektrische Feld wirkt dem Diffusionsstrom entgegen, so daß sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Diffusionsstrom und rückgerichtetem Feldstrom einstellt.

Die Ausdehnung der Raumladungszone ist bei hoher Dotierung klein. Das Verhältnis der Ausdehnungen im p-Teil W_p und im n-Teil W_n steht mit der Akzeptorkonzentration N_A und der Donatorkonzentration N_D in folgendem Verhältnis:

$$W_p \cdot N_A = W_n \cdot N_D \quad . \quad (1.19)$$

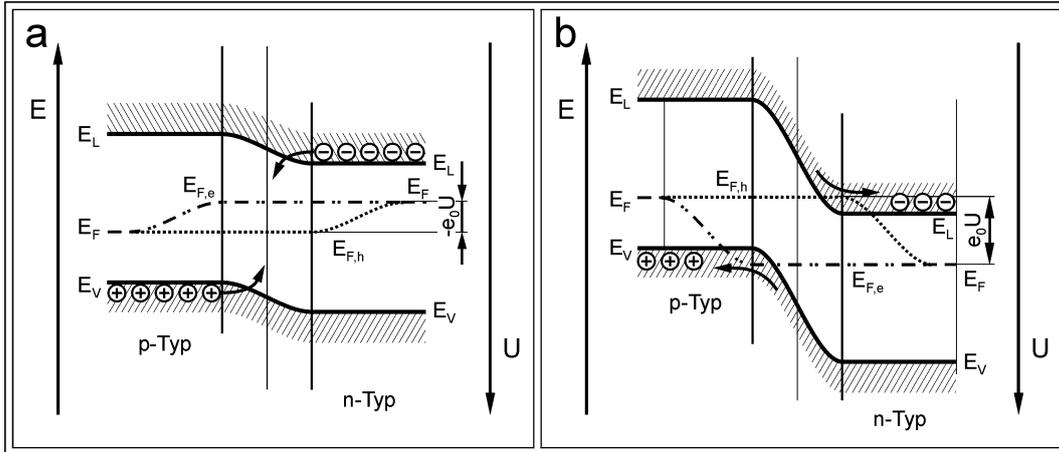


Abb. 1.7: Der pn-Kontakt mit extern angelegter Kontaktspannung. (nach [24])
 a) Durchlaßrichtung: Abnahme der Bandverbiegung, Verkleinerung der Raumladungszone, Rekombination von Elektronen und Löchern im Kontaktbereich.
 b) Sperrichtung: Verstärkung der Bandverbiegung, stärkere Ausdehnung der Raumladungszone, Ausdehnung des Verarmungsbereiches.

Die gesamte Raumladungszone W wächst mit steigender Kontaktspannung U_K :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0} \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} U_K} \quad (1.20)$$

Für die Kontaktspannung folgt aus $U_K = E_{V,p} - E_{V,n}$ (siehe Abb.1.6) und den Gleichungen (1.7), (1.8) und (1.9):

$$U_K = E_{V,p} - E_{V,n} = kT \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2} \quad (1.21)$$

wobei p_p die Lochkonzentration im p-Teil und n_n die Elektronenkonzentration im n-Teil ist.

Wenn an den pn-Kontakt von außen eine Spannung angelegt wird, werden die im thermodynamischen Gleichgewicht gleichen Fermienergien im p- und n-leitenden Bereich gegeneinander verschoben. Für die jeweiligen Majoritäts- und Minoritätsträger bilden sich getrennte Quasifermienergien aus.

Bei Anlegen einer negativen Spannung bezüglich des n-Halbleiters (siehe Abb.1.7 a), d.h. Minus an n und Plus an p, wird das Fermienergielevel des n-Teils energetisch angehoben, während das Fermienergielevel des p-Teils abgesenkt wird. Als Folge nimmt die Bandverbiegung ab, die Raumladungszone wird dünner und die Löcher des p-Teils können wie die Elektronen des n-Teils leichter in die Raumladungszone eindiffundieren, wo sie miteinander rekombinieren. Makroskopisch gesehen fließt ein Strom durch den pn-Kontakt.

Im umgekehrten Fall einer positiven angelegten Spannung (siehe Abb.1.7 b), Plus an n und Minus an p, wird das Fermi-niveau des n-Halbleiters gegenüber dem des p-Typen energetisch abgesenkt, worauf die Bandverbiegung zunimmt. Auch die Raumladungszone wächst an, und der Kontaktbereich verarmt noch mehr an Ladungsträgern. Es fließt praktisch kein Strom.

Zusammengenommen beschreiben beide Fallbeispiele die gleichrichtenden Eigenschaften eines pn-Kontaktes.

1.6 Metall-Halbleiterkontakte

Für weitere Informationen über die in diesem Abschnitt hinausgehenden kurzen Zusammenfassungen wird auf die verwendete Literatur [21, 27, 31] verwiesen.

Schottky-Kontakte

In den meisten Fällen, wenn die Austrittsarbeit des Metalls nicht an das Fermi-niveau des Halbleiters angepaßt ist, wird zwischen einem Metall und einem Halbleiter ein gleichrichtender, sogenannter Schottky-Kontakt ausgebildet (siehe Abb.1.8).

Bei einem Kontakt gleichen sich die Fermi-niveaus in Metall und Halbleiter an, wobei Elektronen zwischen Halbleiter und Metall ausgetauscht werden. Wegen der wesentlich geringeren Ladungsträgerkonzentration im Halbleiter wirken sich die Änderungen im wesentlichen nur im Halbleiter aus, dessen Fermi-niveau sich verschiebt, und in dem die sich ausbildende Raumladungszone mit der resultierenden Bandverbiegung liegt.

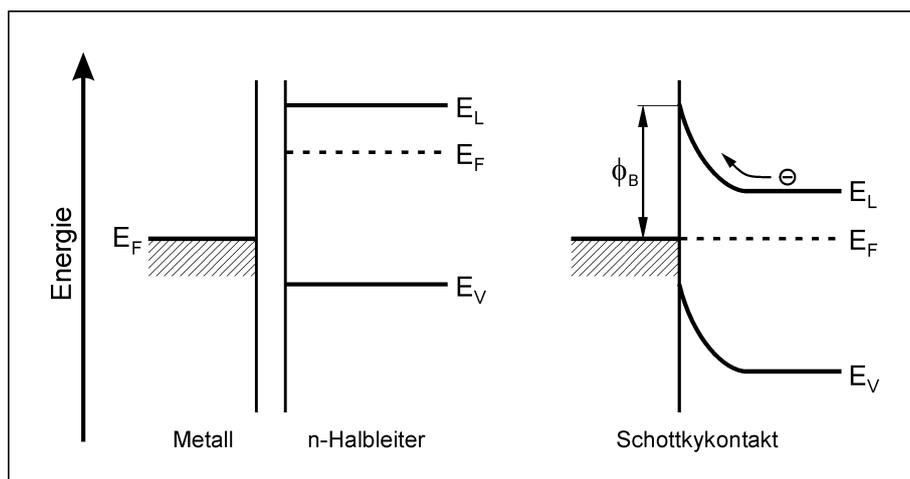


Abb. 1.8: Schottkykontakt bei einem n-Halbleiter bei unterschiedlichen Fermi-niveaus E_F . Bei Kontakt gleichen sich die Fermi-niveaus an, und im Halbleiter bildet sich eine hohe Energiebarriere ϕ_B aus. (nach [27])

Bei einem Schottky-Kontakt bildet sich aufgrund dieser Bandverbiegung eine hohe Energiebarriere ϕ_B , die nicht einfach durch thermische Anregung überwunden werden kann.

Durch das Anlegen einer externen Spannung an den Metall-Halbleiterkontakt kann die Lage des Fermi-niveaus im Metall relativ zur Lage des Fermi-niveaus im Halbleiter verändert werden. Je nach der Lage bildet sich eine unterschiedlich hohe Energiebarriere aus. Der Kontakt ist damit stark potentialabhängig und kann in Form von Schottky-Dioden als Gleichrichter eingesetzt werden.

Im Prinzip kann ein beleuchteter Schottkykontakt zur Trennung generierter Elektronen-Loch Paare, und somit in einer Solarzelle zur Gewinnung von Energie eingesetzt werden. Bislang ist es aber noch nicht gelungen, auf diesem Wege effiziente Solarzellen zu entwickeln. Die Wirkungsgrade blieben bisher unter 3%.

Ohmsche Kontakte

Um Fehler bei potentialabhängigen Messungen am Halbleiter zu vermeiden und Verluste an der Metall/Halbleiter-Grenzfläche gering zu halten, sind in der Regel ohmsche Kontakte ohne Potentialabhängigkeit mit geringem Kontaktwiderstand erwünscht.

Die Herstellung dieser ohmschen Kontakte ist ein großes und wichtiges Feld in der Halbleitertechnologie.

Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten, einen ohmschen Kontakt zwischen einem Metall und einem Halbleiter herzustellen [21, 27].

Im ersten Fall (siehe Abb.1.9 a) wird ein Metall ausgewählt, dessen Austrittsarbeit nahe dem Fermi-niveau des Halbleiters liegt. Die sich ausbildende Barriere besitzt dann nur eine geringe Höhe und kann von den Elektronen unter der bei der Umgebungstemperatur üblichen thermischen Anregung überwunden werden.

Bei diesem sogenannten Thermionikeffekt steigt der spezifische Kontaktwiderstand ρ_c (in Ωcm^2) mit der Barrierenhöhe:

$$\rho_c \propto \exp\left(\frac{\phi_B}{kT}\right) . \quad (1.22)$$

Im zweiten Fall (siehe Abb.1.9 b) wird ein hochdotierter Halbleiter eingesetzt, wodurch die sich im Kontaktbereich zum Metall ausbildende Raumladungszone sehr dünn wird. Ladungsträger können auch bei großer Barrierenhöhe die Grenzfläche durchtunneln.

Wenn der Kontakt durch den Tunneleffekt bestimmt wird, steigt der spezifische Kontaktwiderstand ρ_c mit der Barrierenhöhe und sinkt mit zunehmender Donatorkonzentration N_D :

$$\rho_c \propto \exp\left(C \frac{\phi_B}{\sqrt{N_D}}\right) . \quad (1.23)$$

Dabei ist C eine Konstante, in die u.a. die effektive Masse der Ladungsträger und die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters eingehen [27].

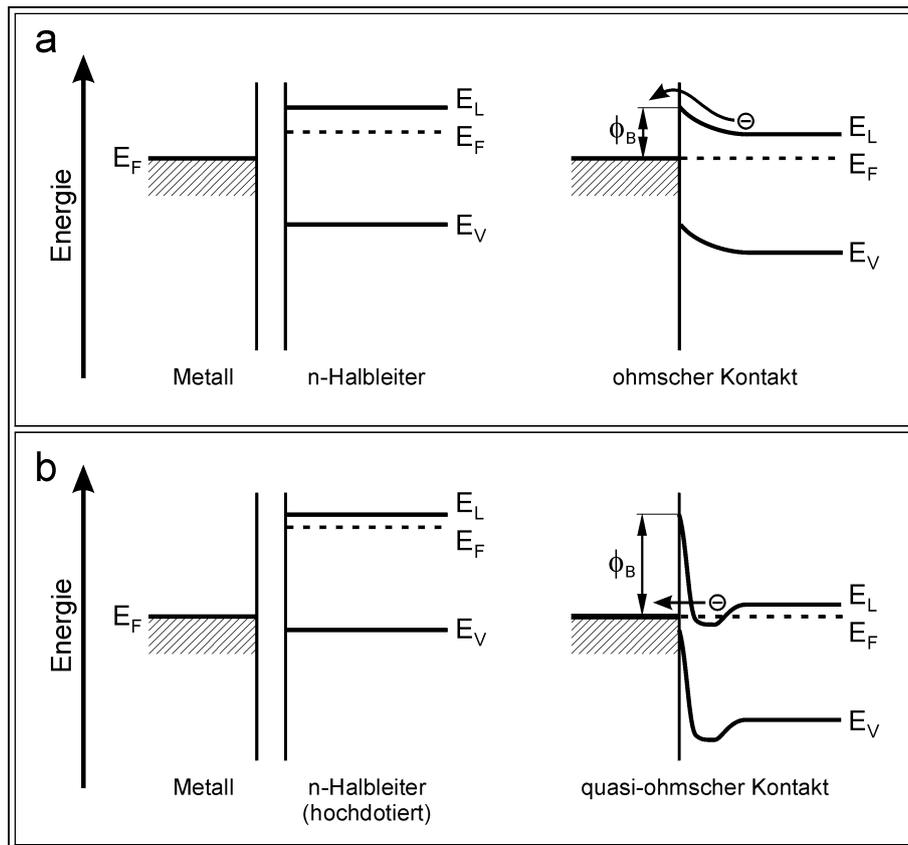


Abb. 1.9: Ohmsche Metall-Halbleiterkontakte bei einem n-Halbleiter. a) Ohmscher Kontakt bei annähernd gleichem Fermiiveau E_F in Metall und Halbleiter mit niedriger resultierender Barriere ϕ_B ; b) Quasi-ohmscher Kontakt bei hoher Dotierung des Halbleiters auch bei sehr unterschiedlichen Fermiiveaus E_F mit hoher Barriere ϕ_B . Die dünne Raumladungszone wird durchtunnelt. (nach [21])

Die Bildung eines Ohmschen Kontaktes unter Ausnutzung des Tunneleffektes führt zu einer geringeren Potentialabhängigkeit des Kontaktes als beim Thermionikeffekt, und bei hoher Dotierung ist die Auswahl des Metalls nicht mehr entscheidend.

In der Praxis wird dieses Verfahren zur Kontaktherstellung oft angewendet, wobei häufig nur die Halbleiteroberfläche im Kontaktbereich verstärkt dotiert wird.

Bei Silicium muß für einen Kontaktwiderstand von weniger als $10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ eine Donatorkonzentration von 10^{20}cm^{-3} an der Oberfläche vorhanden sein, wobei eine Vielzahl von Metallen eingesetzt werden kann. Bei einer Donatorkonzentration von nur 10^{19}cm^{-3} muß dagegen ein Metall ausgewählt werden, mit dem die Barrierenhöhe kleiner als 0,5 eV bleibt. Bei n-Silicium kämen höchstens Magnesium und Titan in Frage. [27]

1.7 Halbleiter-Elektrolytkontakte

Weitere Informationen über die folgende kurze Zusammenfassung hinaus, sind in der verwendeten Literatur [25, 32–35] zu finden.

Das Redoxpotential eines Elektrolyten stellt, analog der Austrittsarbeit eines Metalls oder dem Fermi-niveau des Halbleiters, das Energieniveau eines übertragbaren Elektrons dar. Durch Bezug auf das Potential einer Referenzelektrode kann es auf der absoluten Energieskala dargestellt werden.

Bei unterschiedlichem Energie- bzw. Potentialniveau von Fermi-niveau in der Halbleiterelektrode und Redoxpotential des Elektrolyten liegt am Halbleiter-Elektrolytkontakt eine Kontaktspannung an, die wie beim Metall-Halbleiterkontakt einen Ladungstransfer initiiert.

Dadurch wird eine elektrolytische Doppelschicht aus geladener Elektrodenoberfläche und entgegengesetzt geladenen Ionen an der Grenzfläche aufgebaut.

Das einfachste Modell nach Helmholtz beschreibt diese Doppelschicht in Analogie eines Plattenkondensators mit starrer an der Elektrodenoberfläche angelagerter solvatisierter Ionenschicht. Die innere Helmholtzschicht verläuft in der Ebene der nächstliegenden Ionen, die ihre Solvathülle durch die starke Wechselwirkung mit der Halbleiterelektrode teilweise verloren haben, die äußere Helmholtzschicht ist die nächstfolgende Schicht von vollständig solvatisierten Ionen mit einem Abstand in der Größenordnung von 10 Å.

Nach Gouy-Chapman wird die Wärmebewegung der Ionen berücksichtigt, und man gelangt zum Modell der diffusen Doppelschicht mit stetiger Konzentrationsabnahme der Ionen ausgehend von der Elektrodenoberfläche.

Eine bessere Beschreibung der Doppelschicht liefert nach Stern eine Kombination beider Modelle mit einem starren Doppelschichtteil in unmittelbarer Elektrodennähe und einem diffusen Anteil in weiterer Entfernung.

Aber auch im Halbleiter ist die Ladung im Gegensatz zum Metall nicht unmittelbar an der Elektrodenoberfläche angeordnet, sondern diffus über einen weiten Bereich (ca. 1000 Å) verteilt.

Der Halbleiter-Elektrolytkontakt besitzt eine elektrische Kapazität C_{ges} , die als eine Reihenschaltung einer Kapazität im Halbleiter C_{HL} und im Elektrolyten C_{EL} angesehen werden kann:

$$\frac{1}{C_{ges}} = \frac{1}{C_{HL}} + \frac{1}{C_{EL}} \quad . \quad (1.24)$$

Die Kontaktspannung teilt sich zwischen Halbleiterelektrode und Elektrolyt entsprechend dem Kehrwert der jeweiligen Kapazitäten auf.

Bei konzentrierten Elektrolyten ($C \geq 0,1$ mol/l) können in der Ebene der äußeren Helmholtzschicht etwa 10^{13} bis 10^{14} Ionen pro cm^2 angeordnet sein, was einer Konzentration von 10^{20} bis 10^{21} Ionen pro cm^3 entspricht.

Da die Ladungsträgerkonzentrationen in nicht-entarteten Halbleitern (entartete Halbleiter mit $E_F - E_L \leq 4kT$ nähern sich den Metallen an), üblicherweise nur Konzentrationen bis zur Größenordnung von 10^{19} cm^{-3} erreichen, ist die Kapazität der

Ionenschicht in konzentrierten Elektrolyten um 2 - 3 Größenordnungen größer als die des Halbleiters [25].

Wegen der Ladungsverteilung, die von der eines Plattenkondensators abweicht, müßten genaugenommen differentielle Kapazitäten betrachtet werden. [25, 29]

Wegen der hohen Kapazität der Ionenschicht fällt üblicherweise höchstens ein Prozent bis ein Promille der Kontaktspannung im Bereich des Elektrolyten ab.

Die Verhältnisse ähneln damit denen des Metall-Halbleiterkontaktes, bei denen das Fermi-niveau des Metalls bei Halbleiterkontakt unverändert bleibt, während sich das des Halbleiters unter Ausbildung der Raumladungszone und der Bandverbiegung angleicht. Wie beim Schottkykontakt können somit gleichrichtende Halbleiter-Elektrolytkontakte erhalten werden.

1.8 Photoelektrochemische Zellen

Eine Einführung und Übersicht über Aufbau und Anwendungen photoelektrochemischer Zellen wird in [25, 36-38] gegeben.

Unter einer photoelektrochemischen Zelle wird hier die potentiostatische Anordnung einer Halbleiterelektrode zusammen mit einer Gegenelektrode und einer Referenzelektrode verstanden.

Als Beispiel und zur Veranschaulichung dieses in dieser Arbeit häufig bei Messungen vorliegenden Falles, ist in Abb.1.10 eine Darstellung der energetischen Verhältnisse einer Zelle mit einer p-WSe₂-Photoelektrode im Iod/Iodid-Elektrolyten gezeigt.

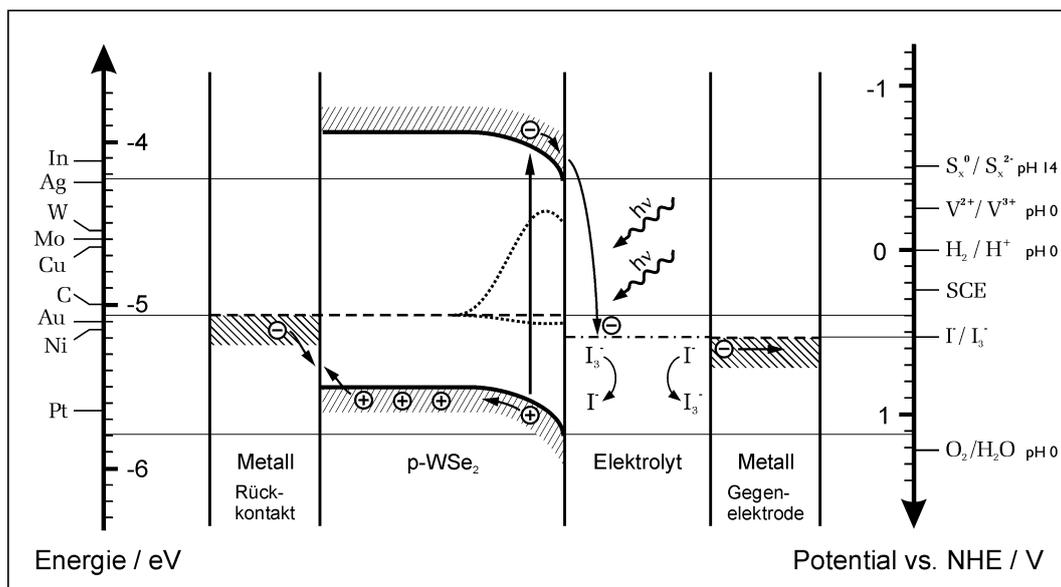


Abb. 1.10: Photoelektrochemische Zelle am Beispiel des in dieser Arbeit häufig verwendeten p-WSe₂ im Iod/Iodid-Elektrolyten.

Die Lage des Fermi-niveaus im Halbleiter wird über einen Potentiostaten relativ zur Kalomel-Referenzelektrode (SCE) eingestellt und beträgt hier +0,16 V vs. SCE bzw. +0,4 V vs. NHE.

Bei energetisch fixierten Bandenden am Elektrolytkontakt, d.h. ohne Fermi-level-pinning, sind die Bänder des p-WSe₂ zu höheren Energien verschoben. Die resultierende Bandverbiegung nach unten ermöglicht in diesem Falle eines p-Halbleiters die Trennung lichtinduziert gebildeter Elektron-Loch Paare.

Die WSe₂/Elektrolyt-Grenzfläche wird mit genügend kurzwelligem Licht bestrahlt, so daß Paare von Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband gebildet werden. Diese können im Bereich der Raumladungszone, in der die Bandverbiegung auftritt, getrennt werden, bevor sie wieder rekombinieren.

Unter dem Einfluß der ständigen Ladungsträgergeneration spaltet das Fermi-niveau in ein Quasiferminiveau der Elektronen (Minoritätsladungsträger) und Löcher (Majoritätsladungsträger) auf. Das Quasiferminiveau der Minoritätsladungsträger unterscheidet sich im Bereich der Grenzfläche besonders stark von dem des unbelichteten Halbleiters.

Unter einem verhältnismäßig großen Energieverlust von ca. 0,6 eV, gemessen von Quasiferminiveau an der Grenzfläche zum Redoxpotential des Elektrolyten, kann ein solches Elektron an der Grenzfläche mit Triiodid zu Iodid umgesetzt werden. Iodid diffundiert zur Gegenelektrode, an der die Rückreaktion zu Triiodid abläuft.

Das an die Gegenelektrode abgegebene Elektron wandert durch den geschlossenen Stromkreis an den metallischen Rückkontakt der Halbleiterelektrode, wo es an der Metall/Halbleiter-Grenzfläche mit einem Loch aus dem Valenzband rekombiniert.

Diese Anordnung läßt sich gut zur Bestimmung der Photoaktivität auch in ortsaufgelösten Photostrommessungen über einen relativ weiten Potentialbereich einsetzen, solange noch die entsprechende Bandverbiegung vorliegt.

Als photoelektrochemische Solarzelle würde sie sich wegen ihrer Halbleiter/Elektrolyt-Kombination nicht eignen. Da wegen der energetisch niedrigen Lage des Redoxpotentials des Iod/Iodid-Elektrolyten die meiste Energie an der Grenzfläche umgesetzt wird, würde praktisch keine Photospannung meßbar sein.

Würde eine Energiegewinnung mit diesem Halbleitermaterial angestrebt, wäre ein Redoxelektrolyt mit einem negativeren Redoxpotential, etwa Vanadium(III)/Vanadium(II) ($E^0 = -0,242$ V) oder Europium(III)/Europium(II) ($E^0 = -0,36$ V) geeigneter. Alternativ könnte Wasserstoff in saurer Lösung entwickelt werden. Allerdings ist für p-WSe₂ die Auswahl an geeigneten Elektrolyten begrenzt, und die genannten metallhaltigen Elektrolyten sind auch nur sehr begrenzt stabil.

1.9 Die Quantenausbeute

Die Abschnitt über die Quantenausbeute wurde aus [25, 34] zusammengestellt.

Um Solarmaterialien hinsichtlich ihrer Photoaktivität vergleichen zu können, eignet sich besonders die Quantenausbeute Y . Gegenüber dem einfachen Vergleich der gemessenen Photostromdichten J_{ph} hat die Quantenausbeute den Vorteil, daß un-

terschiedliche Intensitäten und Wellenlängen des anregenden Lichtes berücksichtigt werden können.

Die Quantenausbeute ist als Verhältnis der unter Lichtabsorption generierten Minoritätsladungsträger n zur Zahl der eingestrahlenen Lichtquanten $n_{h\nu}$ definiert [34]:

$$Y \equiv \frac{n}{n_{h\nu}} . \quad (1.25)$$

Die Zahl der einfallenden Lichtquanten $n_{h\nu}$ kann aus der im Zeitintervall t eingestrahlenen Lichtleistung P und der Energie der Lichtquanten $\epsilon_{h\nu}$ erhalten werden:

$$n_{h\nu} = \frac{P \cdot t}{\epsilon_{h\nu}} = \frac{P \cdot t \cdot \lambda}{h \cdot c} , \quad (1.26)$$

wobei rechts die Quantenenergie $\epsilon_{h\nu}$ unter Einsetzen des Planckschen Wirkungsquantums h , der Lichtgeschwindigkeit c und der Lichtwellenlänge λ ersetzt wurde.

Die Zahl der zum Photostrom I_{ph} beitragenden Minoritätsladungsträger der Ladung e_0 wird wie folgt erhalten:

$$n = \frac{I_{ph} \cdot t}{e_0} . \quad (1.27)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (1.26) und (1.27) in (1.25) wird folgender Zusammenhang für die Quantenausbeute erhalten:

$$Y = \frac{hc}{e_0 \lambda} \cdot \frac{I_{ph}}{P} = \frac{hc}{e_0 \lambda} \cdot \frac{J_{ph}}{I_{h\nu}} , \quad (1.28)$$

wobei rechts Photostrom und Lichtleistung durch Photostromdichte J_{ph} und Lichtintensität $I_{h\nu}$ ersetzt sind.

Der jeweils erste Term besteht bei einer festen Wellenlänge nur aus Konstanten und beträgt 1,960 W/A für das in dieser Arbeit zumeist verwendete He/Ne-Laserlicht (632,8 nm).

Streng genommen wird zwischen einer internen Quantenausbeute, in der alle generierten Minoritätsladungsträger berücksichtigt werden, und einer externen Quantenausbeute unterschieden, bei der nur die Ladungsträger berücksichtigt werden, die keinen Rekombinationsprozessen unterliegen und somit den extern meßbaren Photostrom hervorrufen. Mit der Quantenausbeute ist hier immer die externe Quantenausbeute gemeint.

