Halbleiterphysik

F.Dubacher

24. September 2021

Inhaltsverzeichnis

1 Atome und Moleküle **1**
1.1 Grundaufbau eines Atoms . . . 1
1.2 Bohr'sches Atommodell . . . 1
1.3 Das Schalenmodell . . . 1
1.4 Bindungstypen . . . 2
1.5 Kristallgitter und -strukturen . . . 2

2 Einführung in die Quantenmechanik **3**
2.1 Licht als Teilchen . . . 3
2.2 Licht als Welle . . . 3
2.3 Schrödinger-Gleichung und Tunneleffekt . . . 3

3 Klassische Transporttheorie **4**
3.1 Drude-Modell: Elektrische Leitfähigkeit . . . 4
3.2 Hall-Effekt . . . 5
3.3 Skin-Effekt: Frequenzabhängiger Widerstand eines Drahtes . . . 5
3.4 Thermische Leitfähigkeit . . . 5

4 Moderne Festkörperphysik **5**
4.1 Entstehung von Energiebänder . . . 5
4.2 Bänder-Modell im Impulsraum . . . 5
4.3 Bänder-Modell im Impulsraum mit periodischer Struktur . . . 5
4.4 Bänder-Modell für Halbleiter und Isolatoren . . . 5
4.5 Effektive Elektronenmasse m^* . . . 6
4.6 Zustandsdichte in Energiebändern . . . 6
4.7 Boltzmann-Verteilung . . . 6
4.8 Fermi-Dirac-Verteilung . . . 6
4.9 Fermi-Energie . . . 7
4.10 Seebeck-Effekt . . . 7
4.11 Schottky-Effekt . . . 7

5 Halbleiter **8**
5.1 Intrinsische Halbleiter . . . 8
5.2 Extrinsische Halbleiter . . . 8
5.3 Temperaturabhängige Ladungsträgerdichte . . . 9
5.4 Piezoresistiver Effekt . . . 9
5.5 Schottky-Diode . . . 10
5.6 Solarzelle - mittels Schottky-Kontakt . . . 10
5.7 Ohm'scher Kontakt . . . 10
5.8 Peltier-Effekt . . . 10

6 Halbleiteranwendungen **11**
6.1 pn-Übergang . . . 11
6.2 Breakdown-Szenarien: Avalanche und Zener-Ausfall . . . 11
6.3 Bipolarer Transistor: BJT . . . 12
6.4 Sperrschicht-Feldeffekt-Transistor: JFET . . . 12
6.5 Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekt-Transistor: MOSFET . . . 13
6.6 LED . . . 14
6.7 Photodiode und Solarzelle . . . 14

7 Isolatoren und Dielektrika **15**
7.1 Polarisation von Materie und Dielektrizitätskonstante . . . 15
7.2 Durchschlagsfestigkeit eines Isolators . . . 15
7.3 Piezoelektrizität . . . 16
7.4 Ferroelektrische und Pyroelektrische Kristalle . . . 16

8 Konstanten **18**

9 Allgemeines **18**

10 Periodensystem der Elemente **18**

1 Atome und Moleküle

1.1 Grundaufbau eines Atoms

- Ein Atom besteht aus einem Kern mit Protonen (positiv elektrisch geladen) und Neutronen (elektrisch neutral) und einer den Kern umschliessenden Wolke aus Elektronen (negativ elektrisch geladen).
- Die Masse ist zum grössten Teil im Kern konzentriert.
- Ein Atomkern wird durch die Ordnungszahl (= Kernladungszahl) beschrieben.
- Elektrische Kraft (Coulomb-Kraft) von Ladung Q auf Ladung q

$$\boxed{\vec{F}_C = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Qq}{r^2}\,\hat{r}_{Qq}} = q\vec{E} = q\frac{dU_{Qq}}{dr}\,\hat{r}_{Qq}$$

Q, q:	Ladung in As
ε	$= \varepsilon_r\varepsilon_0$: Permittivität des Materials
r:	Abstand zwischen Q und q in m
E:	E-Feld in V/m

Allein augrund der Coulomb-Kraft wäre ein Atomkern nicht stabil. Gegen die Coulomb-Kraft wirkt die starke Wechselwirkung, ein Grundphänomen der Atomphysik. Für die Festkörperphysik ist aber die Elektronenhülle deutlich wichtiger.

1.2 Bohr'sches Atommodell

- In der klassischen Physik wird das Elektron als Teilchen mit einer Masse m_e und Elementarladung $q_e = -e$ modelliert. (Nachweis der Ladungsquantelung: Millikan-Versuch).
- Der Bahndrehimpuls eines Elektrons ist quantisiert:

$$\boxed{L = n \cdot \hbar = n \cdot \frac{h}{2\pi}}$$

h :	Planck'sches Wirkungsquantum
$n \in \mathbb{N}$:	Hauptquantenzahl

Daraus folgt, dass sich Elektronen nur auf erlaubten Bahnradien bewegen können. Diese Banhradien werden Schalen genannt.
- Der kleinstmögliche Radius der ein Elektron im Wasserstoff-Atom annehmen kann ($n = 1$), wird Bohr-Radius genannt: $\boxed{r_{\text{Bohr}} = 4\pi\varepsilon_0 \cdot \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 5.3 \cdot 10^{-11} m}$
- Als sogenannte Ionisierungsenergie wird diejenige Energie bezeichnet, die man aufbringen muss, um ein Elektron vom Kern zu entfernen, sprich unendlich weit weg zu bringen. Absolute Energie: $\boxed{E_{tot} = E_{kin} + E_{pot} = \frac{1}{2}m_e v^2 + \int F_C\, dr}$

  Die Relative Ionisierungsenergie für Wechsel von Schale n_j auf Schale n_i:

$$\boxed{\Delta E = -Z^2 E_0 \left(\frac{1}{n_j^2} - \frac{1}{n_i^2}\right)}$$

  Z ist die Kernladungszahl und $E_0 = 13.6\,eV$ die Ionisierungsenergie eines Wasserstoffelektrons.
- Das Viral Theorem besagt, dass die mittlere kinetische Energie eines Elektrons genau die Hälfte der mittleren potentiellen Energie beträgt. Das gilt sowohl für Atome wie auch für Moleküle. $\boxed{\langle E_{kin}\rangle = -\frac{1}{2}\langle E_{pot}\rangle}$

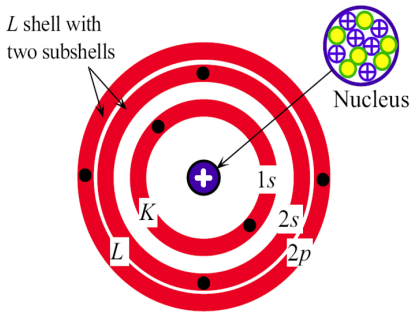


Abbildung 1: Kohlestoff-Atom im Schalenmodell

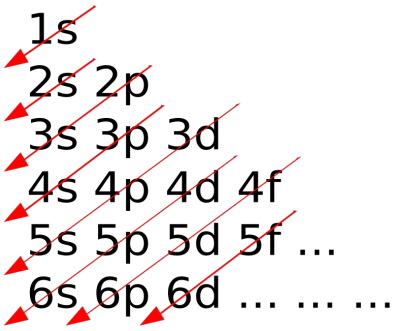


Abbildung 2: Faustregel: Besetzung der Schalen entlang den roten Pfeilen

1.3 Das Schalenmodell

- Die Hauptquantenzahl $n \in \mathbb{N}$ beschreibt die Schale, bzw. deren Haupt-Energieniveau. Die Schalen, bzw. Hauptquantenzahlen werden auch der Reihe nach mit K, L, M, N, usw. bezeichnet. Je höher n, desto kleiner die potentielle Energie eines Elektrons auf dieser Schale.
- Die Nebenquantenzahl $l \in \mathbb{N}_0$ (oder Bahndrehimpulszahl, oder Unterschalenzahl) kennzeichnet die Form des Atomorbitals. Die Nebenquantenzahlen werden auch der Reihe nach mit s, p, d, f, usw. bezeichnet.
- Der Bahndrehimpuls der Elektronen hat zudem eine Richtung, dies wird mit der magnetischen Quantenzahl $m_l \in \{-l, -l+1, \ldots, -1, 0, 1, \ldots, l-1, l\}$ beschrieben. Es gibt pro Atomorbitalform $\boxed{2l+1}$ mögliche Ausrichtungen.
- Jede Schale beinhaltet n unterschiedliche Atomorbitalformen, die selbst $2l+1$ Atomorbitalausrichtungen stellen.
- Zu guter letzt hat jedes Elektron auch noch einen Spin $m_s \in \{-1/2, +1/2\}$
- Das Vorgehen zum Befüllen der Schalen ist durch das Pauli-Prinzip vorgegeben und für teilgefüllte Unterschalen wird die Hund'sche Regel angewandt.
- Für die Eigenschaften eines Atoms sind hauptsächlich die Valenzelektronen relevant.

1.3.1 Notation

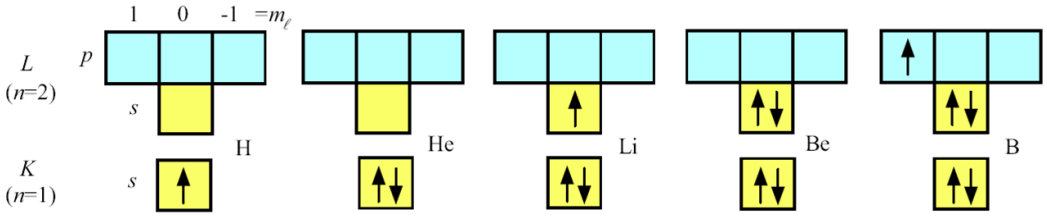


Abbildung 3: Schalenbesetzung in Pauling-Schreibweise

- In Abbildung 3 ist die Pauling-Schreibweise abgebildet. Die Hauptquantenzahl n gibt die Anzahl Zeilen (Unterschalen / Atomorbitalform) pro Hauptschale vor. Die Anzahl Kästchen pro Atomorbitalform ist gegeben durch $2l+1$ (die Anzahl Atomorbitale pro Orbitalform). Und die Pfeilchen geben den Spin an. Die blaue Schale ist die Valenzschale.
- Weiter gibt es die chemische Schreibweise. Die hochgestellte Zahl ist die Anzahl Elektronen.

Elektronenkonfiguration von Bor: $1s^2\,2s^2\,2p \quad \Leftrightarrow \quad [He]\,2s^2\,2p$

1.3.2 Pauli-Prinzip

Keine zwei Elektronen in einem System (z.B. in einem Atom) können dieselben Quantenzahlen haben.

Zur Erinnerung: die vier Quantenzahlen sind: Hauptquantenzahl n, Nebenquantenzahl l, magnetische Quantenzahl m_l und Spin-Quantenzahl m_s.

1.3.3 Hund'sche Regel

Die Hund'sche Regel basiert auf experimentellen Beobachtungen. Sie lautet:

Elektronen mit derselben Hauptquantenzahl n und derselben Bahndrehimpulsquantenzahl l haben bevorzugterweise denselben Spin m_s.

1.4 Bindungstypen

Grundsätzlich gilt

$F_{Bindung} = F_{anziehend} + F_{abstossend}$.

Die Bindungsenergie ist durch das Lennard-Jones Potential gegeben

$E_{LJ} = -A\frac{1}{r^2} + B\frac{1}{r^{12}}$, A, und B sind element-abhängige Vorfaktoren. Beim Atomabstand r_0 ist das energetische Minimum erreicht, also der optimale Abstand für eine atomare Bindung. Im Folgenden werden elementare Bindungstypen vorgestellt. In der Realität kommen häufig Mischformen dieser Bindungsarten vor.

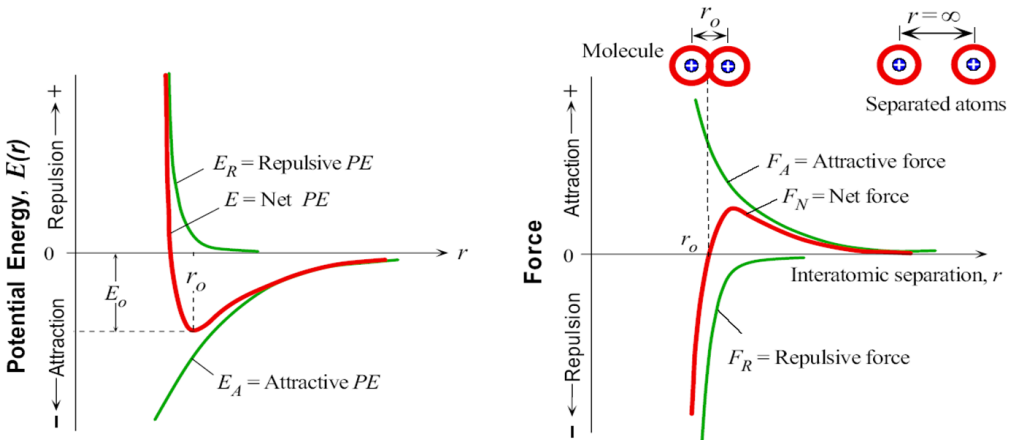


Abbildung 4: Links das Lennard-Jones-Potential und rechts die Ableitung davon

1.4.1 Kovalente Bindung

Eine Bindung zwischen zwei Atomen kann zustande kommen, wenn sich die Atome die Valenzelektronen teilen.

1.4.2 Metallische Bindung

Elemente mit wenig Valenzelektronen tendieren dazu, diese abzugeben, weil energetisch optimaler. Sind viele dieser Atome angereichert und nahe genug zusammen, bilden die Vielzahl dieser Elektronen ein sogenanntes Elektronengas. Die Valenzelektronen können sich im Material frei bewegen ($\Rightarrow$ elektrische Leitfähigkeit).

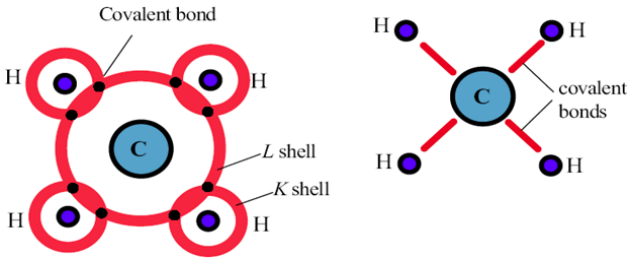


Abbildung 5: Kovalente Bindung: Methan-Molekül CH_4

1.4.3 Ionische Bindung

Ein Atom mit fast leerer Schale gibt ein Elektron ab an ein Atom mit fast voller Schale. Dadurch bilden sich Ionen (geladene Atome), die sich gegenseitig anziehen. Ein Kristallgitter entsteht.

1.4.4 Schwache Bindungen: Wasserstoffbrücken und Van-der-Waals-Bindung

Durch unterschiedliche Anziehungskraft bei kovalenten Bindungen, entstehen elektrostatische Asymmetrien. Beim Wasserstoffatom bilden sich z.B. Dipole aus, die sich gegenseitig anziehen. Bei Wasserstoffatomen hat diese Bindungsart den Namen "Wasserstoffbrücke".

1.5 Kristallgitter und -strukturen

Ein kristalliner Festkörper hat eine periodische Struktur. Alle Kristalle kann man als Gitter, welches die Periode angibt, und als Basis beschreiben, wobei die Basis sagt, wo sich die Atome relativ zum jedem Gitterpunkt befinden. Die kleinste sich immer wiederholende Einheit wird Einheitszelle genannt. In Abbildung 6 sind die drei Grundgitterstrukturen abgebildet. Sie werden auch "Bravais-Gitter" genannt. Die Kantenlänge a ist die Gitterkonstante.

Innenkugelradius:	$r_i = a/2$
Raumdiagonale:	$d_R = a \cdot \sqrt{3}$
Flächendiagonale:	$d_F = a \cdot \sqrt{2}$
Füllfaktor:	$FF = V_{Atom}/V_{Einheitszelle}$
Atomkonzentration:	$K_A = x/V_{Einheitszelle}$
Ladungsträgerkonzentration:	$K_L = y/V_{Einheitszelle}$

x: Anzahl Atome pro Einheitszelle
y: Anzahl (freie) Ladungsträger pro Einheitszelle

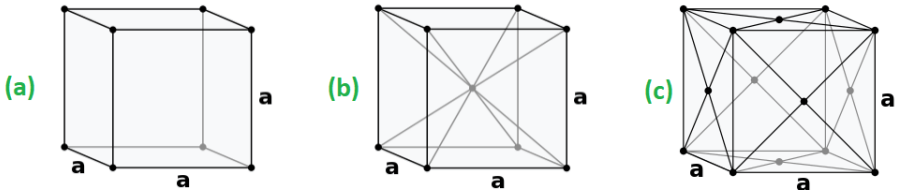


Abbildung 6: (a) simple cubic "sc", (b) body centered cubic "bcc", (c) face centered cubic "fcc"

2 Einführung in die Quantenmechanik

Es gibt physikalische Grössen, die lassen sich infinitesimal klein unterteilen (z.B. Zeit) und es gibt Grössen, die haben eine minimale Einheit. Solche Grössen nennt man Teilchen oder Quant.

2.1 Licht als Teilchen

Info : Mit Licht ist elektromagnetische Strahlung im Allgemeinen gemeint.

In der klassischen Theorie des Elektromagnetismus wird Licht als Welle modelliert. Phänomen wie der Photoelektrische Effekt lassen sich so aber nicht erklären. Es hat sich bestätigt, dass Licht als Strom von diskreten Energiepaketen, sogenannten Photonen, betrachtet werden kann. Licht kann also nur ein ganzzahliges Mehrfaches der Energie eines Photons E_{Photon} annehmen. Weiter hat ein Photon einen Impuls P_{Photon} obwohl es eigentlich masselos ist.

$$\boxed{E_{Photon} = h\nu = \hbar\omega} \qquad \boxed{P_{Photon} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c}} \qquad \lambda = c/\nu$$

h: Planck'sches Wirkungsquant ; $\hbar = h/(2\pi)$
ν: Lichtfrequenz in Hz
c: Lichtgeschw. im Material in m/s

2.1.1 Photoelektrischer Effekt

Mit der klassischen Theorie mit kontinuierlichen (Energie-)Wellen müsste ein Elektron dann aus seiner Bindung geschlagen werden, wenn genug Energie aufgenommen wurde, also zeitlich verzögert. Das passiert aber nicht. Es kann experimentell nachgewiesen werden, dass für den Effekt nicht die Intensität der Strahlung, sondern ihre Frequenz relevant ist. Die Modellierung von Licht als Teilchen kann dieses Verhalten erklären.

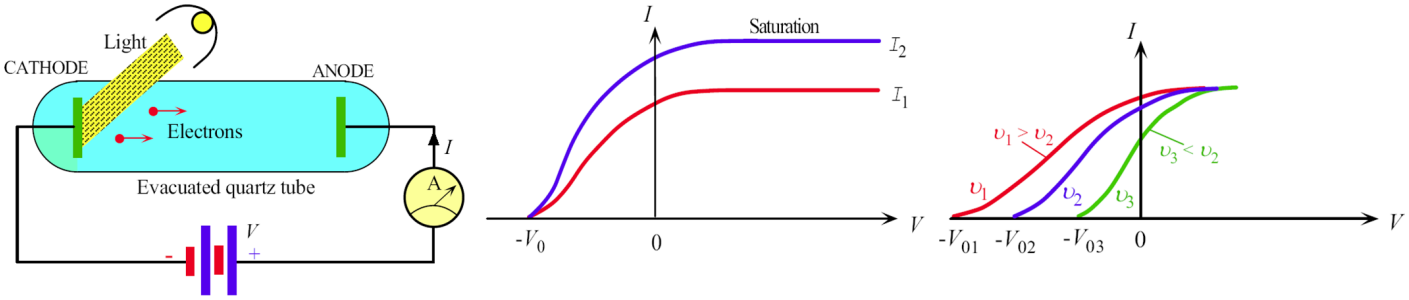


Abbildung 7: Von links nach rechts: Skizze des Aufbaus, Kennlinen von Einstrahlung gleicher Frequenz aber unterschiedlicher Intensität und Kennlinien von Einstrahlung unterschiedlicher Frequenz aber gleicher Intensität

2.1.2 Compton-Effekt

Trifft ein Lichtstrahl auf eine Metallprobe, hat der abgelenkte Strahl eine kleinere Frequenz. Die Energiedifferenz wird von einem Elektron im Streuzentrum aufgenommen. Wegen seiner Masse hat das Elektron einen Impuls. Wegen der Impulserhaltung muss auch das Photon einen Impuls haben.

$$\boxed{E_{kin}^{Elektron} = h\nu_1 - h\nu_2 - \Phi > 0}$$

Φ: Austrittsarbeit eines Elektrons

2.2 Licht als Welle

Klassische Phänomen wie Beugung am Gitter können nur mit der Wellentheorie erklärt werden. Mit der de-Broglie Wellenlänge λ wird der Zusammenhang des Teilchen-Wellen-Dualismus hergestellt.

$$\boxed{\lambda_{Elektron} = \frac{h}{P_{Elektron}} = \frac{h}{m_e \cdot v_e}}$$

2.3 Schrödinger-Gleichung und Tunneleffekt

Gute tiefere Erklärungen: The Schrodinger Equation and Wave Function Ψ und Kopenhager Interpretation

- Die Wellenfunktion $\Psi(x,t)$, bzw. $\Psi(p,t)$, beschreibt den quantenmechanischen Zustand eines quantenmechanischen Objekts (Teilchens) im Orts oder im Impulsraum. Mit der Schrödinger-Gleichung werden quantenmechanische Objekte als Wellen aufgefasst.
- Das Betragsquadrat $|\Psi|^2$ wird als Aufenthalts- oder Impulswahrscheinlichkeit aufgefasst.
- Die Einheit ist abhängig von der Dimension des Problems.

- Durch die Unschärferelation kann der Ort und der Impuls (und damit auch die Energie) nicht gleichzeit genau bestimmt werden. Nur eine dieser Grössen kann gleichzeitig mit einer (bestimmbar) hohen Wahrscheinlichkeit gemessen werden, während die andere weitgehend unbestimmt bleibt.

  Betrachten wir ein Teilchen, dessen Ort in einem bestimmten Augenblick sehr genau gemessen wurde. Die Wahrscheinlichkeit, es an anderen Ort vorzufinden, ist daher nahezu null. Im Wellenbild haben wir es deswegen durch ein Wellenpaket darzustellen, dessen Intensität überall ausser an der beobachteten Stelle nahezu null ist. Wie seine Fourierentwicklung zeigt, hat so ein Wellenpaket aber gar keine eindeutig definierte Frequenz und Wellenlänge ("Energiesignal / Puls"), und so kann ihm auch kein wohldefinierter Wert von Energie und Impuls entsprechen. Umgekehrt muss eine Welle über eine gewisse Zeit beobachtet werden, um ihr eine Frequenz und damit eine Energie und ein Impuls zuzuordnen. In diesem Fall ist der Ort nicht genau bestimmbar.

- Bemerkung: *Um das Problem zumindest ansatzweise zu verstehen, muss man sich freisetzen von der Vorstellung eines Teilchens als "Kügelchen". Das quantenmechanische Objekt* ***ist*** *eine Welle.*

$$\boxed{E_{tot} = E_{kin}\Psi + E_{pot}\Psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + E_{pot}\Psi}$$ "Energieerhaltung"

2.3.1 Beispiel: Unendlich hoher Potential-Topf

Angenommen ein Elektron befindet sich an einem Ort zwischen a und b, wo zum Ausbruch eine unendlich hohe Energie zu überwinden wäre. Mit diesen Annahmen vereinfacht sich die Lösung der Schrödingergleichung drastisch. Für die verschiedenen möglichen Energieniveaus ($n \in \mathbb{N}$) ergeben sich Wellenfunktionen Ψ unterschiedlicher Frequenzen und damit unterschiedliche Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\Psi|^2$ für unser Elektron. Die Anordnung und die Lösungsfunktionen sind in Abbildung 8 ersichtlich.

Tunnelwahrscheinlichkeit: $T = \dfrac{1}{1 + D \cdot \sinh^2(\alpha \cdot a)}$ mit $D = \dfrac{V_0^2}{4E(V_0 - E)}$ und $\alpha = \sqrt{\dfrac{2m(V_0 - E)}{(h/(2\pi))^2}}$

2.3.2 Tunneleffekt

Der Ort und der Impuls (und Energie) sind nicht gleichzeitig bestimmt. Es kann nur mit Wahrscheinlichkeiten gerechnet werden. Wird für ein Teilchen auf klassische Weise eine Energie angenommen, ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit, dass das Teilchen trotz unzureichender Energie eine Potentialbarriere überwindet oder eben "durch tunnelt". Dieser Effekt wird zum Beispiel in Rastertunnelmikroskopen ausgenutzt.

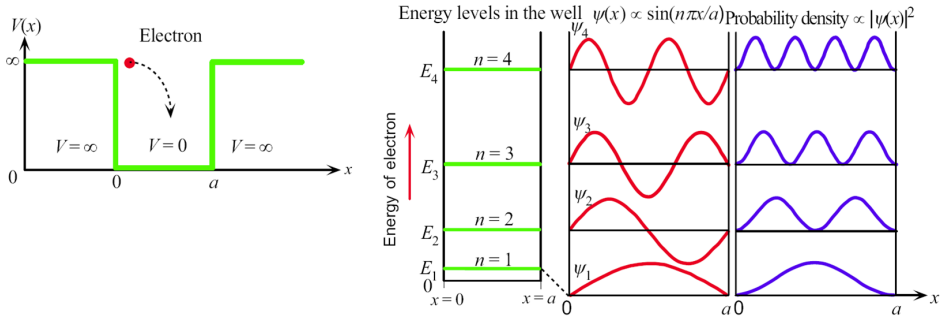


Abbildung 8: Unendlicher Potentialtopf und Lösungen der Schrödinger-Gleichung für verschiedene Energieniveaus E_n

3 Klassische Transporttheorie

3.1 Drude-Modell: Elektrische Leitfähigkeit

Elektronen streuen am Ionengitter und an anderen Elektronen. Ohne externe Spannung bleiben die Elektronen im Mittel am Ort. Mit externer Spannung tritt eine Driftgeschwindigkeit ein.

temperatur**un**abhängig

Stromdichte $J = \dfrac{\Delta q}{A\,\Delta t} = n \cdot e \cdot v_{Drift}$

Mittlere Stosszeit $\tau = \lim\limits_{M\to\infty} \dfrac{1}{M}\sum\limits_{m=1}^{M} t_m$

Driftgeschwindigkeit $v_{Drift} = \mu_{Drift} E$

Driftmobilität $\mu_{Drift} = \dfrac{e\,\tau}{m_e}$

Mittlere freie Weglänge $\overline{v}_e \cdot \tau$

Elektrische Leitfähigkeit $\sigma = \dfrac{1}{\rho} = \dfrac{J}{E} = \dfrac{n\,e^2\tau}{m_e} = q \cdot n \cdot \mu_{Drift}$

temperaturabhängig

Mittlere Stosszeit $\tau(T) = \dfrac{C}{T}$

Spezifischer Widerstand $\rho(T) \approx \rho_{T_0}\left[1 + \alpha_0(T - T_0)\right]$

q:	Elektrische Ladung in As
A:	Querschnittsfläche in m^2
t:	Zeit in s
n:	Ladungsträgerdichte in $1/m^3$
e:	Elementarladung
M:	Anzahl Stösse
t_m:	Zeit zwischen zwei Stössen (ohne Mittelung)
E:	Externes Elektrisches Feld in V/m
m_e:	Masse des Elektrons in kg
$\overline{v}_e$:	Mittlere Elektronengeschwindigkeit in m/s
C:	Temperaturunabhängige Materialkonstante
ρ:	Spezifischer Widerstand in $\Omega\,m$
α_0:	Temperaturkoeffizient in $1/K$
ρ_{T_0}:	Spezifischer Widerstand bei T_0
$[\mu]$	$= m^2/(Vs)$

3.1.1 Matthiessensche Regel

Der spezifische Widerstand ρ für mehrerer voneinander unabhängige Streuprozesse setzt sich aus der Summe der spezifischen Widerstände der einzelnen Streuprozesse zusammen.

3.2 Hall-Effekt

Fliesst ein Strom senkrecht zur magnetischen Flussdichte B, so werden die Ladungsträger aufgrund der Lorentz-Kraft abgelenkt. Es entsteht die sogenannte Hall-Spannung V_H. Anwendung findet dieser Effekt z.B. in Magnetfeldsensoren.

$$\left.\begin{aligned} \vec{F}_L &= q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \\ q \cdot E_{Hall} &= q \cdot v_x \cdot B_z \\ J_x &= q \cdot n \cdot v_x \end{aligned}\right\} \Rightarrow \begin{aligned} E_{Hall} &= \left(\frac{1}{q \cdot n}\right) \cdot J_x B_z = R_H \cdot J_x B_z \\ V_H &= l_y \cdot E_H \end{aligned}$$

Der Hall-Koeffizient R_H ist eine Materialeigenschaft.

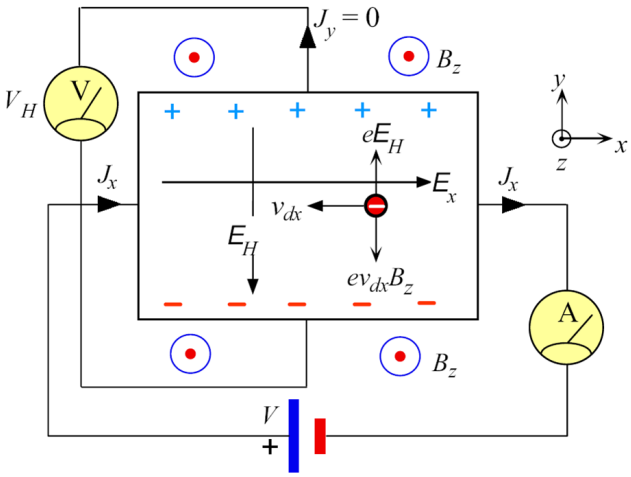


Abbildung 9: Hall Effekt

3.3 Skin-Effekt: Frequenzabhängiger Widerstand eines Drahtes

Die äusseren Wechselstromanteile wirken den inneren entgegen und die inneren Anteile verstärken die äusseren. Es ergibt sich eine frequenzabhänige Stromverteilung die gegen aussen grösser ist. Die äquivalente Leitschichtdicke (im Vergleich zu ohne Skin-Effekt) nennt man Skin-Tiefe δ. Es gilt: $\boxed{\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \sigma \mu_0 \mu_r f}}}$

3.4 Thermische Leitfähigkeit

Wärmeenergie breitet sich in einem Festkörper über Gitterschwingungen und Stösse von freien Elektronen aus. Je stärker die Bindungen der Festkörperstruktur, desto besser leitet ein Material die Wärme.

$$\dot{Q} = \kappa \cdot A \cdot (T_1 - T_2)$$
$$\frac{\kappa}{\sigma T} = C_{WFL} \approx 2.44 \cdot 10^{-8} \frac{W\Omega}{K^2}$$

κ:	thermische Leitfähigkeit in $W/(mK)$
$\dot{Q}$:	Wärmestrom in J/s
A:	Fläche in m^2
T:	Temperatur

4 Moderne Festkörperphysik

4.1 Entstehung von Energiebänder

Die Wellenfunktion zweier einzelner Atome kann man symmetrisch zu Ψ_σ oder anti-symmetrisch zu Ψ_σ^* kombinieren. Die Beiden Kombinationen kann man als Molekülorbitale interpretieren. Diese Methode der Kombination nennt man auch LCAO-Methode. Anti-symmetrische Bindungen haben immer eine höhere Energie, weil sie durch den Nulldurchgang eine höhere Frequenz aufweisen.

$$\boxed{\Psi_\sigma = \Psi(r_a) + \Psi(r_b) \qquad \text{und} \qquad \Psi_\sigma^* = \Psi(r_a) - \Psi(r_b)}$$

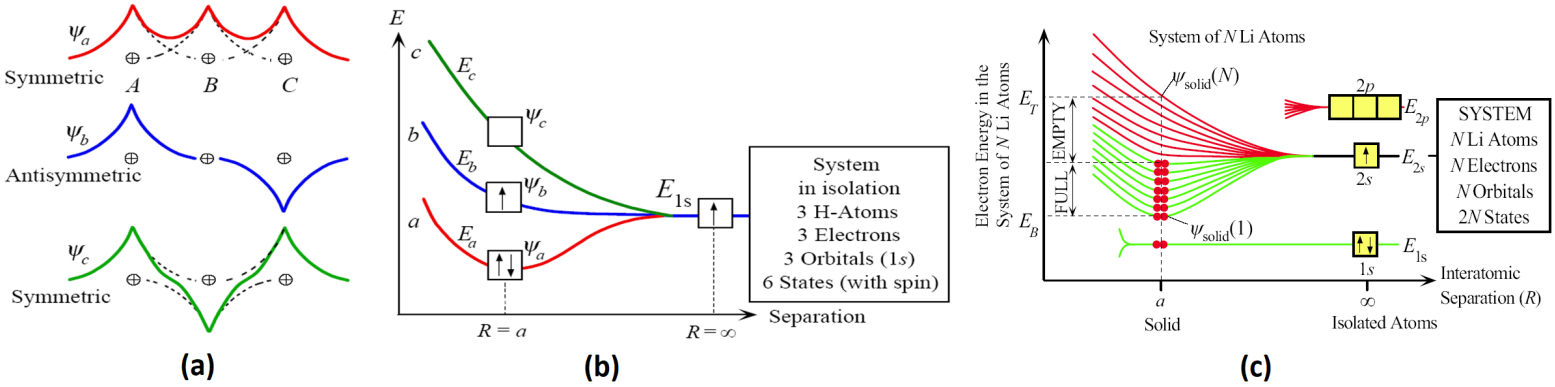


Abbildung 10: (a) Mögliche Molekülorbitale einer 3-atomigen Bindung, (b) Energieniveaus der möglichen Molekülorbitale aus (a), (c) N-atomiges System aus Lithium-Atomen

4.2 Bänder-Modell im Impulsraum

In Metallen sind die Leitungselektronen frei, d.h. sie können sich ungehindert durch den Kristall bewegen. Bewegte Teilchen haben immer auch einen Impuls, d.h. man kann sich das Bändermodell, welches wir oben entwickelt haben, auch im Impulsraum anzuschauen. Für die Energie eines Elektrons gilt: $\boxed{E = \frac{p^2}{2m}}$

4.3 Bänder-Modell im Impulsraum mit periodischer Struktur

Siehe Abbildung 12.

4.4 Bänder-Modell für Halbleiter und Isolatoren

Siehe Abbildung 13.

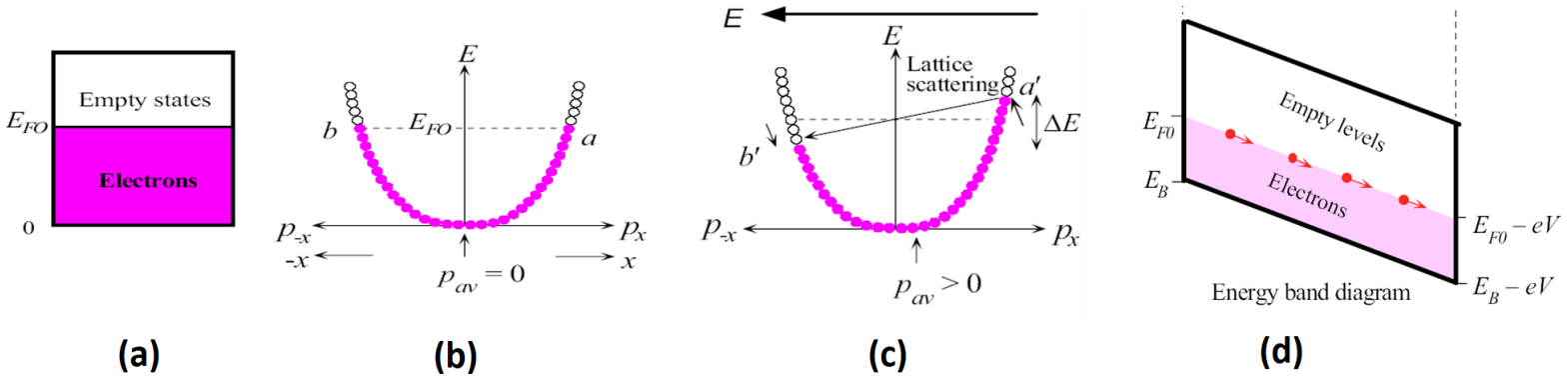


Abbildung 11: (a) Ortsraum (b) Impulsraum (c) Externe Spannung im Impulsraum (d) Externe Spannung im Ortsraum

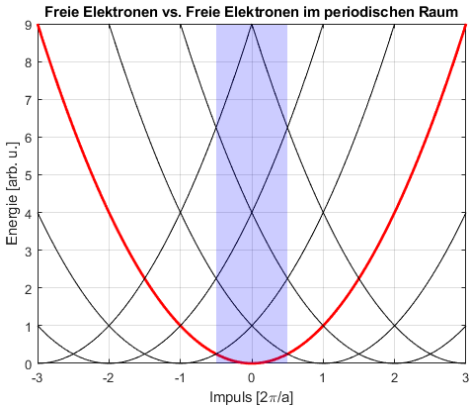


Abbildung 12: Das Energieband von freien Elektronen entspricht einer Parabel (rot), da die kinetische Energie quadratisch mit dem Impuls zuammenhängt. Freie Elektronen in einer periodischen Struktur haben aber für jeden Verschiebevektor diesselbe Parabel (schwarz). Da sich die Struktur regelmässig wiederholt, kann man sich auf die Beschreibung der sogenannten Brillouin-Zone (blau) beschränken.

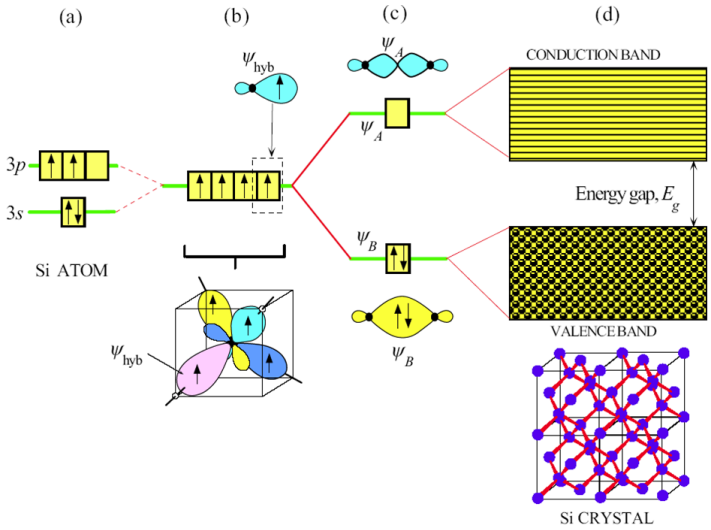


Abbildung 13: Die Si-Atome mit ihren 4 Valenzelektronen verteilt in den 3s- und 3p-Orbitalen (a) hybridisieren, sodass 4 äquivalente Hybridisierungs-Orbitale entstehen (b). Wenn sich nun zwei Si-Atome treffen, d.h. zwei Hybridisierungsorbitale (je ein pro Atom) werden sich zu einem bindenden und antibindenden Molekül-Orbital kombinieren (c), welche dann, durch die Vielzahl an Atomen im Kristall, zu Energie-Bändern werden (d). Im Falle von Silizium sind die Zustände genau halbbesetzt und die Bandstruktur weist in diesem Fall eine Bandlücke auf (zwischen dem Band, welches durch die bindenden Molekül-Orbitale entsteht und dem Band, welches durch die antibindenden Molekül-Orbitale entsteht). Die Fermi-Energie liegt folglich zwischen dem Leitungs- und Valenzband.

4.5 Effektive Elektronenmasse m^*

Siehe Abbildung 14.

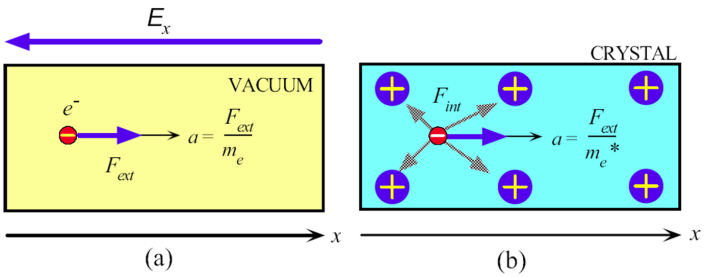


Abbildung 14: Betrachtet man ein Elektron separat (a), dan berechnet sich die Beschleunigung gemäss $a = F_{ext}/m_e$. Befindet sich das Elektron aber in einem Metallgitter, wirken neben der externen Kraft auch interne Kräfte (b). Diese internen Kräfte fasst man in der effektiven Elektronenmasse m^* zusammen. So kann die Beschleunigung analog zu (a) berechnet werden $a = F_{ext}/m^*$.

4.6 Zustandsdichte in Energiebändern

Anzahl Zustände pro Volumen bis zu einer Energie E': $\boxed{S_V = \int_0^{E'} g(E)dE}$. 2D-Zustandsdichte für Metalle: $g_{2D}(E) = \frac{4\pi m_e}{h^2} = const.$ und 3D-Zustandsdichte für Metalle: $g_{3D}(E) = 8\pi\sqrt{2}\left(\frac{m_e}{h^2}\right)^{3/2}\sqrt{E}$. Siehe Abbildung auch 15.

4.7 Boltzmann-Verteilung

Siehe Abbildung 16.

4.8 Fermi-Dirac-Verteilung

Siehe Abbildung 17.

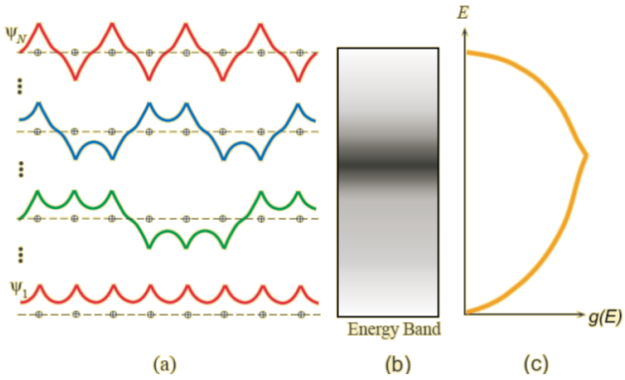


Abbildung 15: Die N Atome in einem Kristall ergeben viele mögliche Linearkombinationen (Zustände Ψ) (a). Die energetisch tiefste Linearkombination ist die 'perfekt' bindende LösungΨ_1. Die energetisch ungünstigste Lösung ist 'perfekt' anti-bindend: Ψ_N. Die Energieverteilung der Zustände ist zudem gehäuft bei mittleren Energien (b), (c), da dort viele Linearkombinationen diesselbe Energie aufweisen.

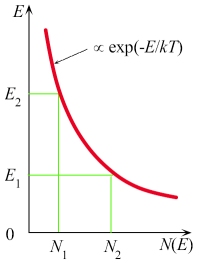


Abbildung 16: Boltzmann-Energie-Verteilung. Sie beschreibt die Statistik der Elektronen, solange deutlich mehr Zustände verfügbar sind als Elektronen, da dann Quantenmechanik eine untergeordnete Rolle spielt. Man beachte, die rote Kurve ist eine **Isotherme**. Bei höheren Temperaturen wird es wahrscheinlicher ein Elektron mit einer höheren Energie anzutreffen. Achtung: die Quantenmechanik wird **nicht** berücksichtigt bei der Boltzmann-Verteilung!

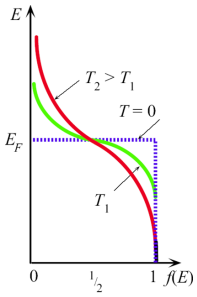


Abbildung 17: Die Fermi-Dirac-Verteilung beschreibt die Elektronenstatistik. Sie berücksichtigt das Pauli-Prinzip. Für $E - E_F \gg k_B T$ entspricht sie der Boltzmann-Verteilung. $f(E)$ ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron/Teilchen mit Energie E zu finden ist.

4.9 Fermi-Energie

Die Fermi-Energie E_F ist die Energie, wo die Wahrscheinlichkeit in der Fermi-Dirac-Verteilung **1/2** beträgt, ein Elektron mit dieser Energie vorzufinden, unabhängig ob für diese Energie tatsächlich ein Zustand existiert.

Siehe auch Abbildung 18.

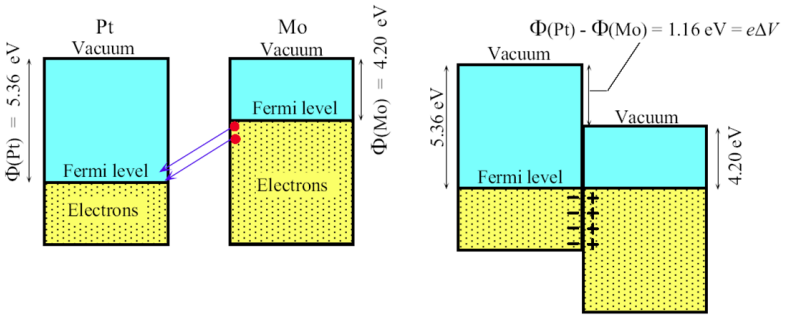


Abbildung 18: Durch den Kontakt der beiden Metalle, passen sich die Fermi-Flächen gegenseitig an. Lokal in der Kontaktzone fliessen Elektronen vom Metall mit höherer zum Metall mit tieferer Fermi-Energie. Das Vakuumniveau der beiden Metalle verschiebt sich folglich. Es ist eine Kontaktspannung messbar. Aufgrund des 2. thermodynamischen Hauptsatzes kann diese Spannung aber keine Arbeit verrichten. Ausserhalb der Kontaktzone bleibt die Austrittsarbeit unverändert.

4.10 Seebeck-Effekt

Wenn in einem Metall ein Temperaturgefälle existiert, korreliert damit auch ein Spannungsgefälle. Diesen Effekt nennt man auch Seebeck-Effekt. Der kleine Unterschied der mittleren Geschwindigkeit u der Elektronen von der warmen zur kalten Seite reicht aus, damit die Elektronen der warmen Seite zur kalten Seite wegdiffundieren. Diese Diffusion führt zu einem leichten negativen Ladungsträgerüberschuss auf der kalten Seite, was zu einem elektrischen Potentialgefälle zwischen warmer und kalter Seite führt. Die Stärke des Seebeck-Effekts hängt vom Material ab und wird mittels Seebeck-Koeffizient beschrieben: $\boxed{S = \frac{\Delta V}{\Delta T} \approx -\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3eE_F} x}$. Das Vorzeichen gibt die Richtung der Spannung an, $S < 0$ bedeutet, dass auf der kalten Seite mehr negative Ladungsträger sind. Die resultierende Spannung berechnet sich gemäss: $\boxed{\Delta V = \int_{T_0}^{T} S(T)\, dT}$

4.10.1 Anwendung: Thermoelement

4.11 Schottky-Effekt

Der Schottky-Effekt bewirkt die Verringerung der Austrittsarbeit Φ für Elektronen an einer Metalloberfläche durch eine hohe elektrische Feldstärke im Aussenraum. Dieser Effekt tritt bei Glühkathoden (Metall-Vakuum Grenzfläche) und auch Schottky-Kontakten (Metall-Halbleiter-Kontakten) wie den Schottky-Dioden auf. Siehe auch Abbildung 20.

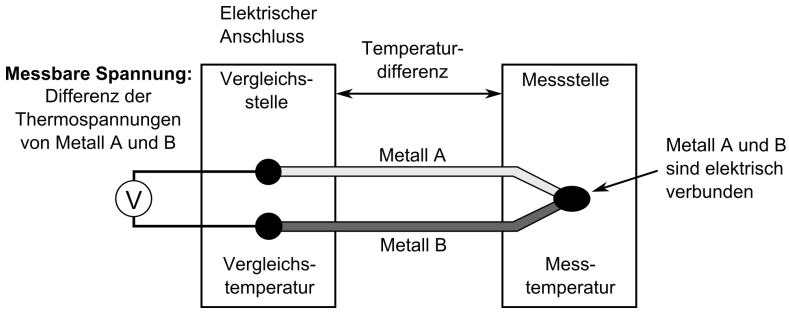


Abbildung 19:
$$\Delta V = \int_{T_0}^{T} S_A(T) - S_B(T)\, dT = \int_{T_0}^{T} S_{AB}\, dT$$

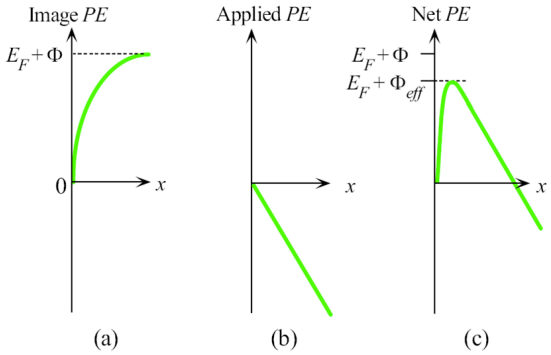


Abbildung 20: Links befindet sich das Metall und auf der y-Achse die Oberfläche. Ein Elektron, welches sich aus dem Metall entfernt (a), wird bei ausreichendem Abstand das Vakuum-Niveau erreichen. Wird eine Spannung angelegt (b), kommt eine zusätzliche Komponente hinzu, welche zu einer effektiven Austrittsarbeit Φ_{eff} führt (c), wenn die beiden Komponenten (a) und (b) addiert werden.

5 Halbleiter

Man unterscheidet zwischen intrinsischer und extrinsischer Leitfähikeit.

5.1 Intrinsische Halbleiter

Intrinsische Leitfähigkeit bezeichnet den Anteil der Leitfähigkeit der durch Gitterdefekte hervorgerufen wird. Intrinsische Leitfähigkeit ist stark temperaturabhängig. Weiter sind die Anzahl Elektronen und die Anzahl Löcher gleich. Die intrinsische Leitfähigkeit setzt sich aus Elektronen- und Lochleitfähigkeit zusammen. Für qualitative Erläuterungen siehe Abbildungen 21, 22 und 23. Folgend einige Formeln:

Intrinsische Leitfähigkeit: $\sigma = e\, n_e\, \mu_e + e\, n_h\, \mu_h$

Leitungs-elektronen-dichte: $n_e = \int_{E_{LB}}^{E_{LB+\chi}} g_{LB}(E) f(E)\, dE$

$n_e = n_h$

Masse-wirkungsgesetz: $n^2_{\text{intrinsisch}} = n_e\, n_h$

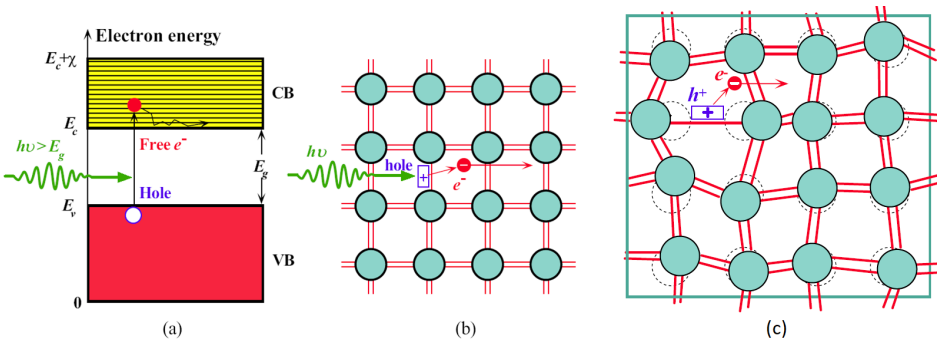
$= N_{LB}\, N_{VB}\, \mathrm{e}^{\left(-\frac{\mathrm{E_{Gap}}}{\mathrm{k_B\, T}}\right)}$

n_e:	Elektronendichte in $1/m^3$
n_h:	Lochdichte in $1/m^3$
e:	Elementarladung
μ_e:	Elektronenmobilität
μ_h:	Lochmobilität
E_{LB}:	Energie des untersten Zustands im Leitungsband
χ:	Leitungsbandbreite (Energie)
$g_{LB}(E)$:	Zustandsdichte im Leitungsband
$f(E)$:	Zustandswahrscheinlichkeit im LB (Fermi-Dirac)
k_B:	Boltzmannkonstante
E_{Gap}:	Bandgap-Energie
$N_{LB/VB}$:	Effektive Zustandsdichte Leitungs- /Valenzband
T:	Temperatur in K

5.2 Extrinsische Halbleiter

Extrinsische Leitfähigkeit bezeichnet den Anteil der Leitfähigkeit der durch den Einbau von Fremdatomen ins Halbleitermaterial hervorgerufen wird (Dotierung). Donordotierung (n-Dotierung) bedeutet, Atome mit einem überschüssigen Elektron werden eingefügt. Akzeptordotierung (p-Dotierung) bedeutet, Atome mit einem fehlenden Elektron (zusätzlichen Loch) werden eingefügt. Die Ladungsträger der Dotierungsatome sind nachwievor schwach an ihren Kern gebunden. Aus diesem Grund sind die zusätzlichen Ladungsträger nicht im Leitungsband, sondern knapp darunter bei der Energie E_D. Die Ladungsträgerart die bei der jeweiligen Dotierung stärker vertreten ist, nennt man Majoritätsladungsträger und die andere Minoritätsladungsträger. Die beiden Dotierungsarten sind in Abbildung 24 ersichtlich.

Abbildung 21: Trifft eine Photon mit $E_{Photon} > E_{Gap}$ auf einen Halbleiter, kann dieses absorbiert werden und ein Elektron wird im Bandmodell ins Leitungsband befördert (a). Im Ortsraum entspricht das dem Herausschlagen eines Elektrons aus einer Si-Si-Verbindung und das herausgeschlagene Elektron kann sich durch den Kristall bewegen (b). Auch thermisch kann eine Si-Si-Bindungen aufgebrochen werden, wodurch Elektron-Loch-Paare entstehen können (c).



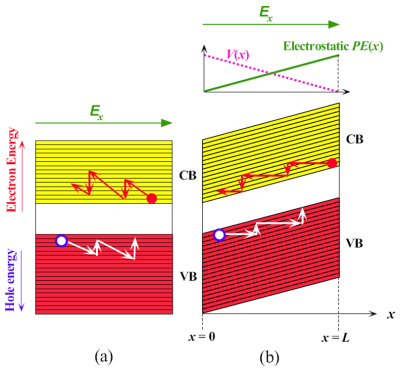


Abbildung 22: Wird ein elektrisches Feld angelegt, gibt es zwei Leitungskanäle. Loch- und Elektronenleitung, wie hier dargestellt. Beide addieren und tragen gemeinsam zur Leitfähigkeit bei.

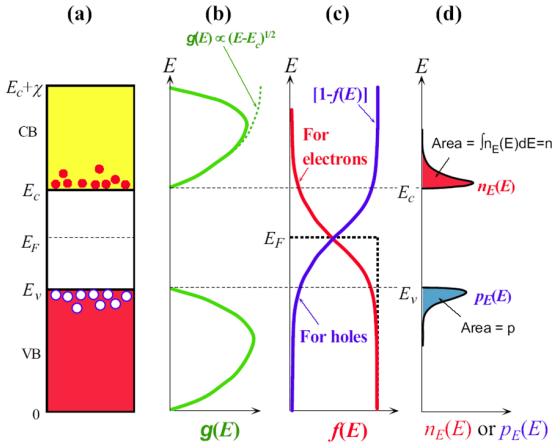


Abbildung 23: Schematische Darstellung des Energiebandes im Ortsraum für einen Halbleiter (a). Die Zustandsdichte eines Halbleiters (b). Die Fermi-Dirac-Verteilung gibt die Wahrscheinlichkeit an, wie die Zustände besetzt sind als Funktion der Temperatur (c). Man beachte, dass die Fermi-Dirac-Verteilung sowohl Elektronen als auch Löcher beschreibt. Multipliziert man die Zustandsdichten der Bänder mit den entsprechenden Fermi-Dirac-Verteilung (Valenzband mit Loch-Verteilung, Leitungsband mit Elektron-Verteilung), erhält man die Elektronen- bzw. Lochkonzentration, welche zur Leitfähigkeit beitragen kann (d).

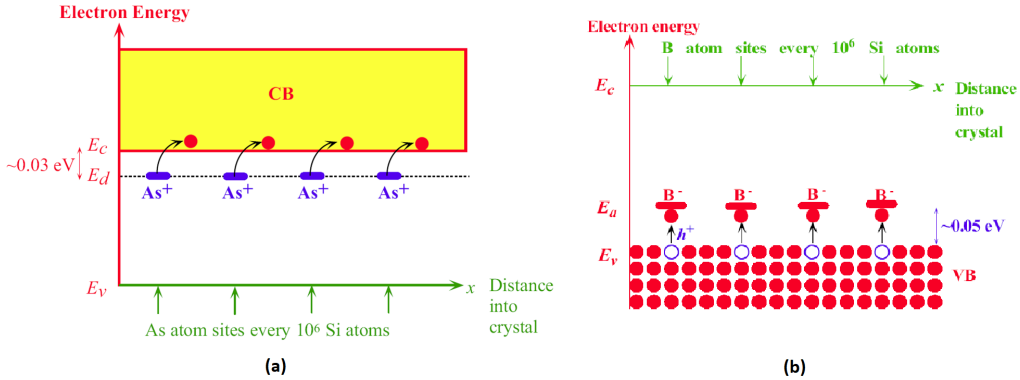


Abbildung 24: (a) Banddiagramm für einen n-dotierten Halbleiter, wobei jedes 10^6 Si-Atom durch ein As-Atom ersetzt wird. (b) Banddiagramm für einen p-dotierten Halbleiter, wobei jedes 10^6 Si-Atom durch ein B-Atom ersetzt wird.

5.3 Temperaturabhängige Ladungsträgerdichte

Siehe Abbildung 25.

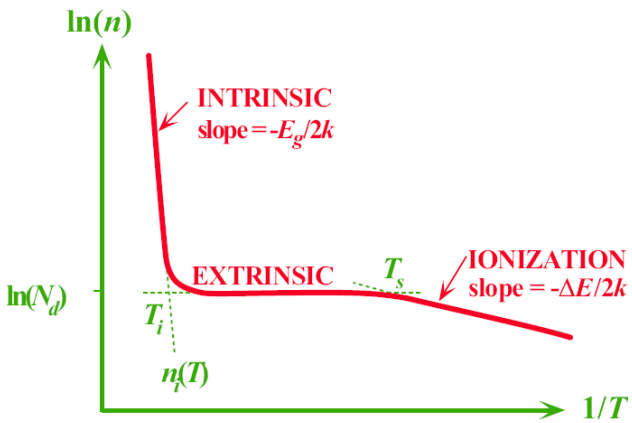


Abbildung 25: Temperaturabhängige freie Elektronenkonzentration n eines n-dotierten Halbleiters ($\sim$ Leitfähigkeit). N_D ist die effektive Zustandsdichte im Donorband. **Achtung 1/T:** Hohe Temperaturen bei Y-Achse und tiefe Temperaturen weg von der Y-Achse!

$$n = \sqrt{\tfrac{1}{2} N_{LB} N_D\, e} \cdot \mathrm{e}^{\left(-\frac{E_{LB}-E_D}{2k_B T}\right)} \quad , T < T_S$$

$$n = N_D \quad , T_S < T < T_i$$

$$n = \sqrt{N_{VB} N_{LB}} \cdot \mathrm{e}^{\left(-\frac{E_{Gap}}{2k_B T}\right)} \quad , T > T_i$$

5.4 Piezoresistiver Effekt

Der Widerstand eines Materials ist abhängig von der mechanischen Verformung. Dies nennt man Piezoresistiver Effekt. Der Effekt ist materialabhängig. Ein piezoresistiver Widerstand kann eingesetzt werden, um mechanische Belastung zu messen.

$$\boxed{\frac{\Delta\rho}{\rho} = \pi_L\, \sigma_{m,L} + \pi_T\, \sigma_{m,T}}$$

$\Delta\rho$:	Änderung des spez. Widerstands in Ωm
ρ:	Ursprünglicher spez. Widerstand in Ωm
$\pi_{L/T}$:	Piezoresistiver Koeffizient longitudinal/transversal
σ_m:	Mechanische Belastung in N/m^2

5.5 Schottky-Diode

Die Schottky-Diode ist per Definition ein Metall, welches mit einem n-dotierten Halbleiter in Kontakt gebracht wird. Die Fermi-Flächen passen sich an. Dabei gelangen energetisch höhere Elektronen, sogenannte *heisse* Elektronen, vom Halbleiter ins Metall. Dadurch bildet sich ein Potentialunterschied der genau dem Unterschied der Austrittarbeit von Metall und Halbleiter entspricht $\Phi_B = \Phi_m - \Phi_n$, $V_0 = \frac{\Phi_B}{e}$. Es entsteht die sogenannte Verarmungszone mit Breite W. Den Potentialunterschied Φ_B nennt man die Schottky-Barriere. Siehe Abbildung 26.

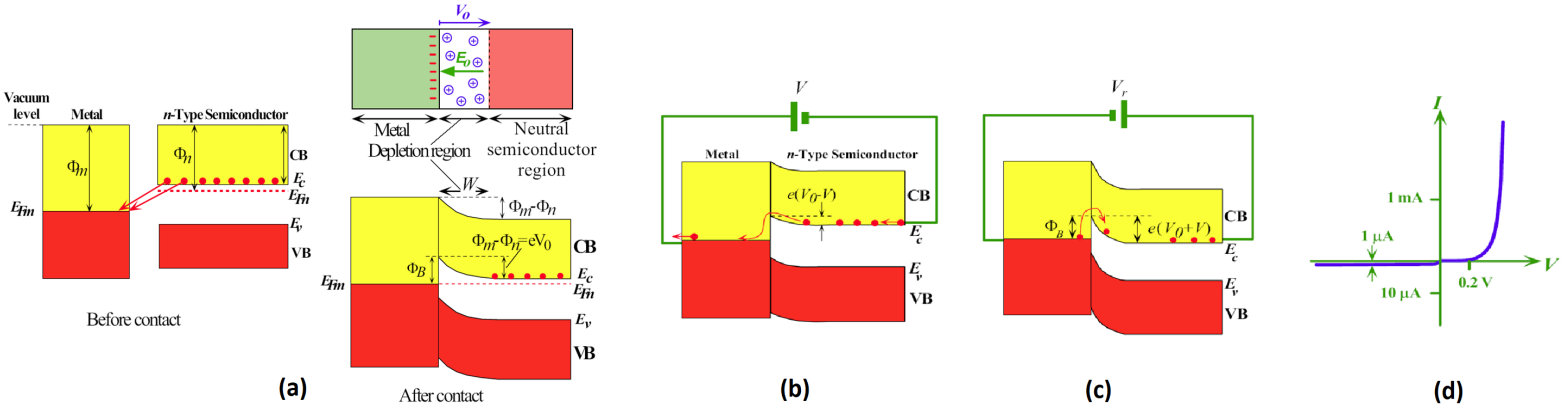


Abbildung 26: (a) Vor und nach dem Kontakt (b) Spannung in Durchlassrichtung (c) Spannung in Sperrichtung (d) I-V-Kurve

5.6 Solarzelle - mittels Schottky-Kontakt

Es wird eine dünne Metallschicht (z.B. 10nm) auf einen n-dotierten Halbleiter aufgebracht, sodass Licht bis zum Halbleiter durchdringen kann. Wenn die Photonenenergie grösser ist als die Bandlücke E_{Gap}, können Elektron-Loch-Paare in der Verarmungszone erzeugt werden. Die innere Spannung V_0 trennt instantan das Elektron und das Loch örtlich, wobei das Elektron Richtung Halbleiter und das Loch Richtung Metall gezogen werden. Wird die Solarzelle offen betrieben, prägt sich eine Spannung zwischen dem Metall und dem n-dotierten Halbleiter aus, wobei das Metall positiv und der Halbleiter negativ geladen ist. Siehe Abbildung 27.

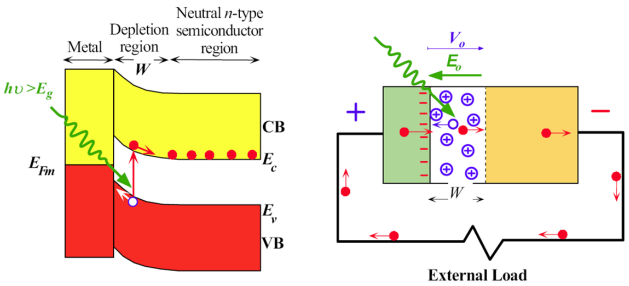


Abbildung 27: Solarzelle mittels Schottky-Kontakt

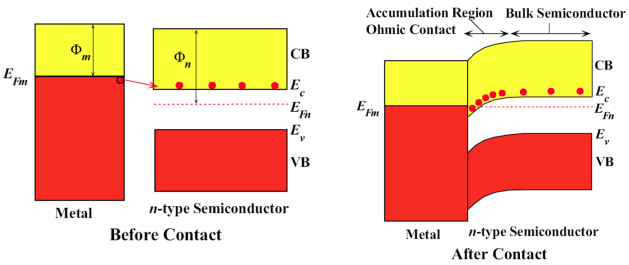
5.6.1 Schnelle Photodiode - Lichtsensor

Wenn man eine Spannung V_r in Sperrrichtung an der Schottky-Diode anlegt, kann man damit die innere Spannung erhöhen. Die erhöhte, innere Spannung $V_0 + V_r$ ermöglichen es, deutlich schneller die Elektron-Loch-Paare zu trennen und das Elektron kann viel schneller aus der Verarmungsschicht entweichen. Somit wird eine Photodiode deutlich schneller und kann zeitlich schnellere Signale auflösen.

5.7 Ohm'scher Kontakt

Siehe Abbildung 28.

Abbildung 28: Wenn die Austrittsarbeit vom Metall tiefer ist als die vom Halbleiter, nennt man das einen Ohm'schen Kontakt. In diesem Fall fliessen Elektronen vom Metall in den Halbleiter und sammeln sich nahe der Kontaktstelle an. Es ensteht ein sogenannter Akkumulationsbereich Diese Akkumulation von Elektronen verhindert, dass noch mehr Elektronen vom Metall in den Halbleiter gelangen. Im Gegenteil zur Verarmungsschicht im Schottky-Kontakt, werden beim Ohm'schen Kontakt die Leitungsbänder **nicht** durch eine Potentialbarriere getrennt. Die Elektronen im Metall und beim Halbleiter haben (fast) diesselbe Energie. Folglich kann Strom problemlos in beide Richtungen durch den Kontakt fliessen.



5.8 Peltier-Effekt

Siehe Abbildung 29.

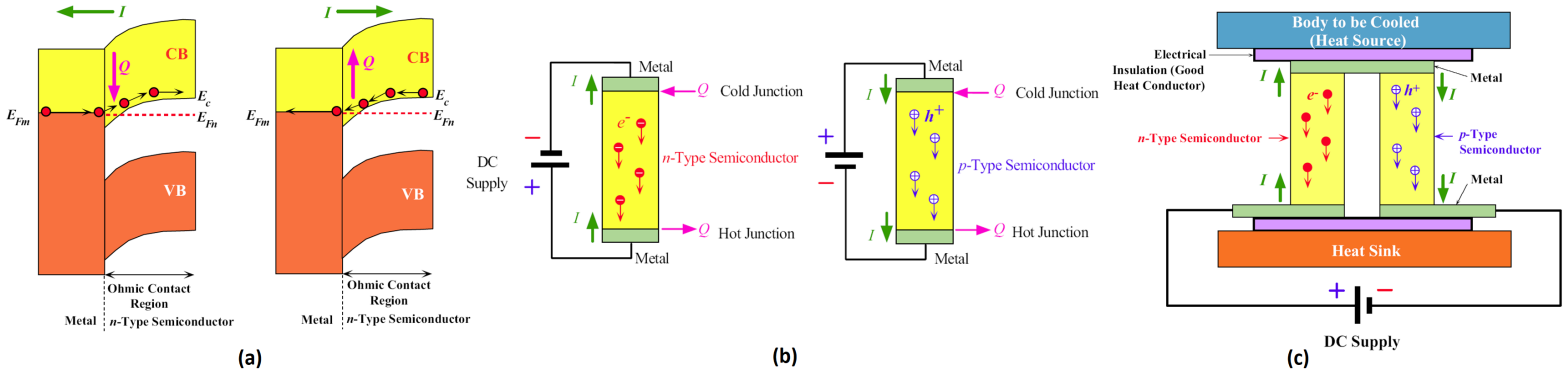


Abbildung 29: (a) Fliessen Elektronen vom Metall auf den Halbleiter, müssen sie ΔE an Energie aufnehmen, welche sie der Umgebung entziehen und lokal das Gitter abkühlen. (b) Wird ein Halbleiter mit Metallelektroden kontaktiert (Ohm'scher Kontakt), so wird die eine Elektrode gewärmt und die andere gekühlt. Das Verhalten dreht sich um, wenn die Spannung umgedreht wird oder die Dotierung von n- zu p-dotiert wechselt. (c) Querschnitt eines thermoelektrischen Kühlelements ("Peltierelement").

6 Halbleiteranwendungen

6.1 pn-Übergang

Der pn-Übergang ist essentiell und verantwortlich für die Silizium-Revolution. Dioden, Transistoren und davon abgeleitete Technologien wie LEDs, Laser, Photodetektoren oder Solarzellen basieren darauf. Die Charakteristiken des pn-Übergangs sind in Abbildung 30 aufgeführt.

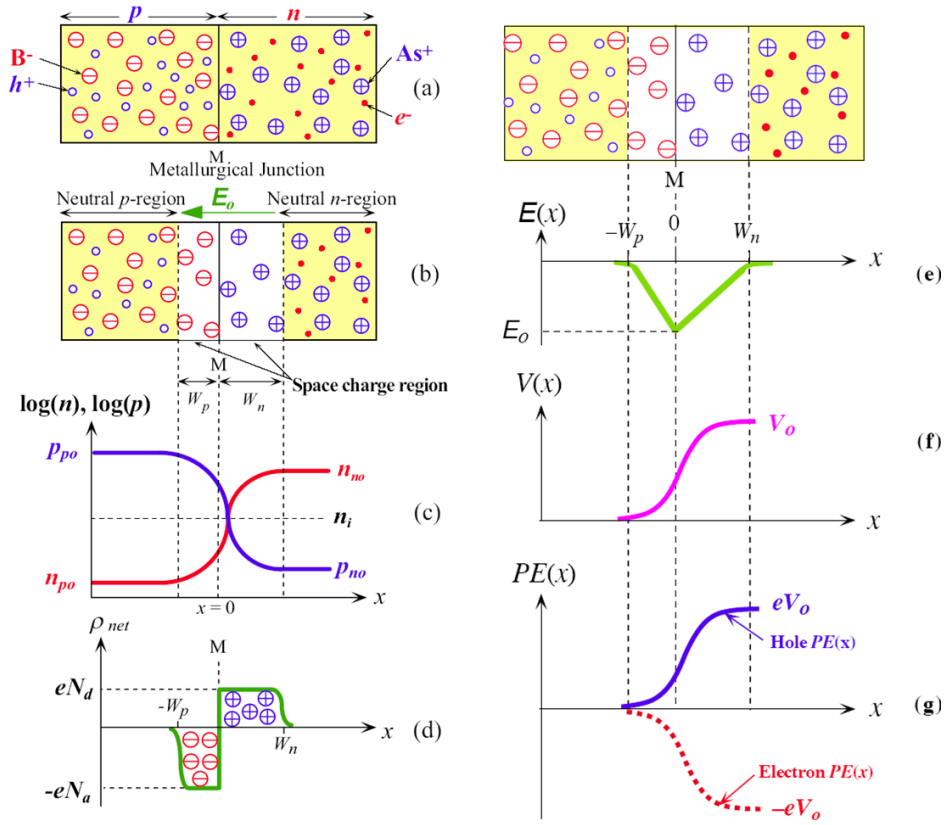


Abbildung 30:

(a) p- und n-dotierte Halbleiter zur Zeit $t = 0$ nach dem Kontakt.

(b) Die Majoritätsladungsträger der jeweiligen Dotierung diffundieren auf die jeweils andere Seite des Kontakts und rekombinieren mit ihren Gegenladungsträgern. Es entsteht eine Zone ohne freie Ladungsträger mit positiven Ionen auf der n-Seite und negativen Ionen auf der p-Seite, die sogenannte Raumladungszone. Durch die Ionen auf der p- und n-Seite baut sich ein Elektrisches Feld E_0 über der Raumladungszone auf.

(c) Ladungsträgerdichten

(d) Anhäufung von Minoritätsladungsträgern nahe der Grenzfläche

(e) Die grösste elektrische Feldstärke tritt gerade bei der Kontaktstelle M auf.

(f) Das elektrische Potential

$$V(x) = -\int_{-W_p}^{x} E(x)\,dx$$

(g) Potentielle Energie von Elektronen und Löchern

6.1.1 Bändermodell des pn-Übergangs

Siehe Abbildung 31

6.2 Breakdown-Szenarien: Avalanche und Zener-Ausfall

Wenn man eine Diode in Sperrrichtung stark belastet, kann es zum Ausfall (Breakdown) der Sperrwirkung kommen. Charakteristisch dafür ist, dass beim Überschreiten einer kritischen Spannung $V_{breakdown} < 0$, der Strom enorm stark ansteigt.

6.2.1 Avalanche-Ausfall

Man stelle sich vor, dass die Elektronen ausreichend Energie aufnehmen, sodass die Gitterionen ionisert werden. Mit anderen Worten heisst das, dass die Elektronen weitere Elektron-Loch-Paare bilden können, da ihre kinetische Energie (aufgrund des elektrischen Feldes) sehr gross ist. Lawinenartig löst jedes weitere, erzeugte Elektron-Loch-Paar weitere Elektron-Loch-Paare aus, weshalb man auch von einem sogenannten Avalanche-Breakdown spricht.

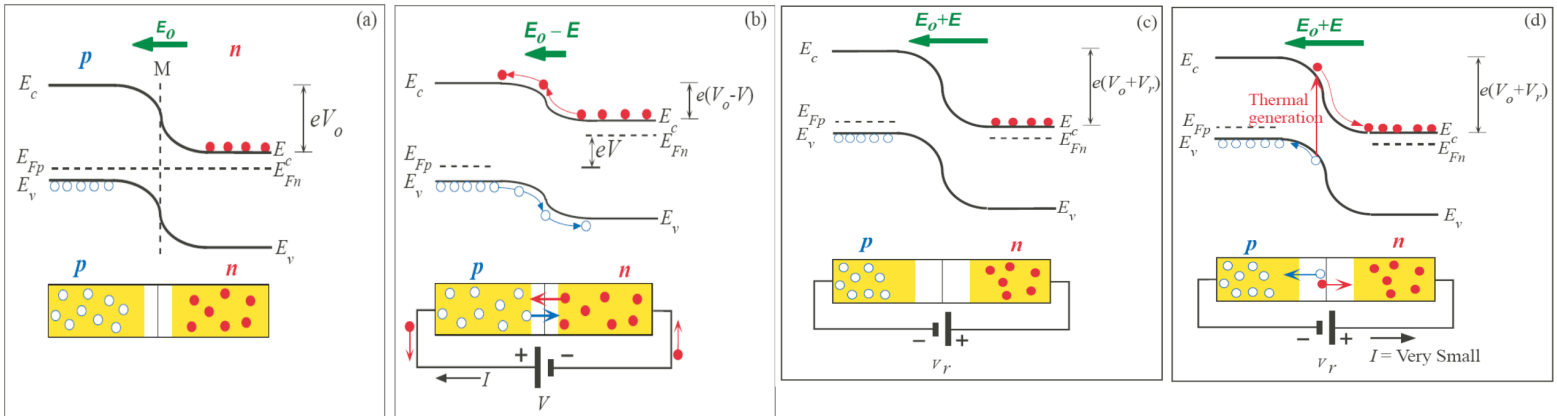


Abbildung 31: (a) Wenn keine Spannung anliegt (offene Kontakte), gibt es ein inneres elektrisches Feld E_0. (b) Wird Spannung in Durchlassrichtung angelegt, verringert sich das innere elektrische Feld und die Elektronen und Löcher können leichter fliessen. (c) Wird die Spannung in Sperrrichtung angelegt, erhöht sich die Potentialbarriere. (d) Werden aber z.B. thermisch Elektronen angeregt, kann dies zu einem kleinen Leckstrom (trotz Sperrichtung) führen.

6.2.2 Zener-Ausfall (Zener-Effekt)

Das Zener-Szenario tritt häufig in stark-dotierten pn-Übergängen auf, weil dort die Raumladungszone schmaler ist. Wenn nun die Spannung in Sperrrichtung gross genug wird (typischerweise < 10V), kann das Leitungsband E_{LB} des n-dotierten Halbleiters energetisch tiefer liegen als das Valenzband E_{VB} des p-dotierten Halbleiters. Wenn nun die Raumladungszone schmal genug ist, können plötzlich aufgrund des Tunnel-Effektes Elektron vom Valenzband (p-dotierter Halbleiter) ins Leitungsband (n-dotierter Halbleiter) wechseln und so eine Stromdichte verursachen. Dieses Verhalten wird auch Zener-Effekt genannt. Er wird zum Beispiel bei Z-Dioden ausgenutzt. Diese werden in Sperrrichtung betrieben.

6.3 Bipolarer Transistor: BJT

Das elektrische Feld in der Basis muss dem elektrischen Feld des pn-Übergangs entgegen wirken, sodass ein Basis-Emitter-Strom fliessen kann. Liegt zusätzlich eine Kollektor-Emitter-Spannung an, kann ein Kollektor-Emitter-Strom fliessen. Der Basis-Kollektor-Übergang wird dabei in Sperrrichtung betrieben. Aufgrund der sehr dünnen Basis-Schicht diffundieren die Ladungsträger in die Raumladungszone des Basis-Kollektorübergangs. Wegem dem "wegdiffundieren" in den Kollektor vom Grossteil der Ladungsträger, muss ein Strom $\beta \cdot I_B$ zwischen Kollektor und Emitter fliessen, damit in der Basis ein Strom I_B fliessen kann.

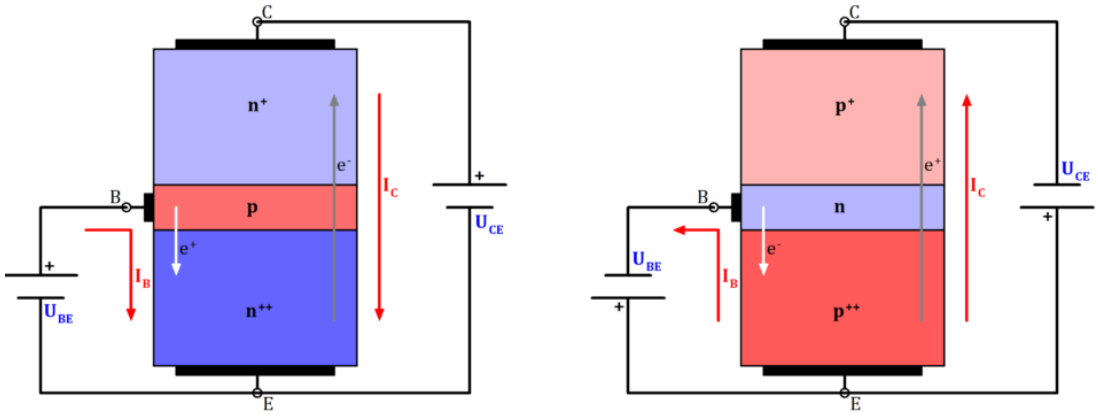


Abbildung 32: NPN- und PNP-BJT

$$I_E = I_C + I_B$$

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E}$$

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{\alpha}{1-\alpha}$$

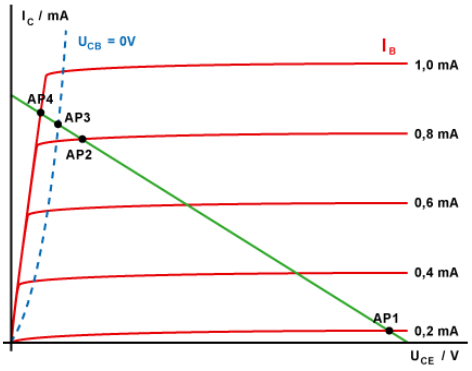


Abbildung 33: Kennlinien und Arbeitspunkte eines BJTs

AP1: **Sperrzustand**

AP2: Beim Wechsel in den **leitenden Zustand** wandert der Arbeitspunkt von AP1 nach AP2.

AP3: Wird die Basisspannung und der Basisstrom weiter erhöht, erreicht der Arbeitspunkt AP3, den Bereich der **Übersteuerung**. Der Übersteuerungsbereich eines Transistors liegt zwischen AP3 und AP4.

AP4: Der **Sättigungszustand** bei Arbeitspunkt AP4 ist dann erreicht, wenn trotz Erhöhung des Basisstromes die Kollektor-Emitter-Spannung nicht mehr weiter sinkt.

6.4 Sperrschicht-Feldeffekt-Transistor: JFET

Mit dem JFET lässt sich der Strom I_{DS} über die Spannung V_{GS} regeln. Er verhält sich als spannungsgesteuerter Widerstand. V_p ist die Spannung V_{DS} wo der JFET zu sättigen beginnt bei $V_{GS} = 0$. Siehe Abbildungen 34 und 35.

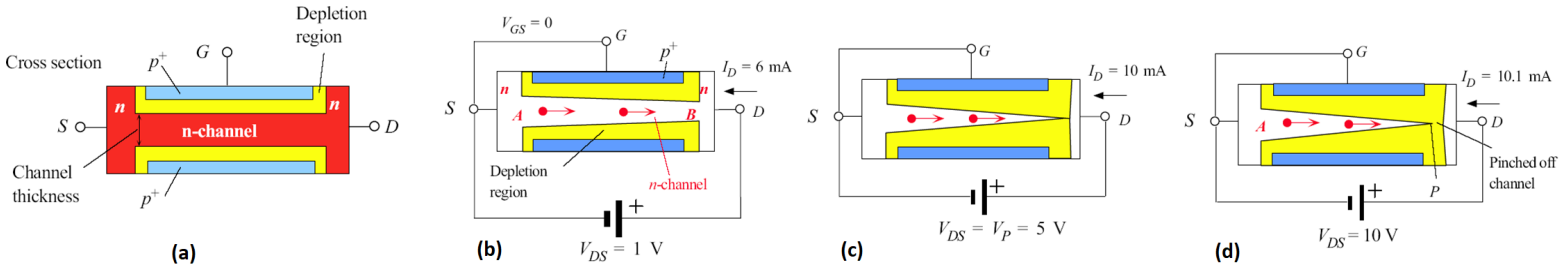


Abbildung 34: (a) Aufbau n-Kanal-JFET (b) ungesättigt (c) Pinch-Off-Spannung (d) Sättigungsbetrieb

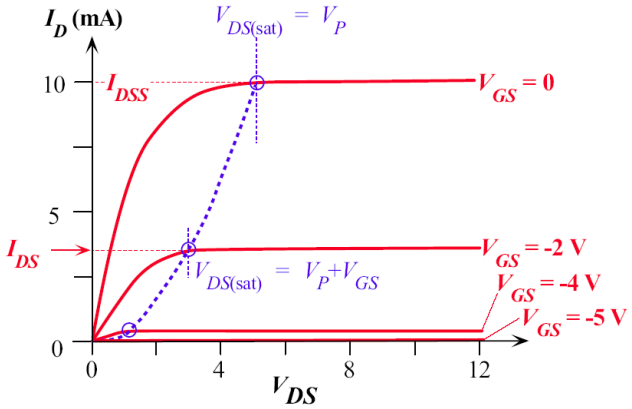


Abbildung 35: JFET Kennlinien

$$I_{DS} = \frac{V_{DS}}{R}$$
$$R = R(V_{DS})$$
$$V_{DS,\text{Sättigung}} = V_p + V_{GS}$$

6.5 Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekt-Transistor: MOSFET

6.5.1 Metall-Isolator-Halbleiter-Übergang (MOS) und Feldeffekt

Durch das Elektrische Feld entsteht im Halbleiter eine Verarmungsschicht. Mit wachsender Spannung und damit vergrösserter Ladung Q müsste die Verarmungsschicht tiefer und tiefer werden. Diese Verbreiterung der Verarmungsschicht (und die damit verbundene Verkrümmung der Bänder) benötigt Energie, sodass bei einer kritischen Ladung Q_{kritisch} es energetisch günstiger wird, dass die zusätzlichen Ladungsträger nicht durch die Verbreiterung der Verarmungsschicht bereitgestellt werden, sondern durch Leitungselektronen. Diese Leitungselektronen können entweder vom Kristall zur Grenzschicht verschoben werden oder meistens werden diese Leitungselektronen direkt in der Verarmungsschicht durch thermische Anregung aus dem Valenzband ins Leitungsband gehoben. Da in der Verarmungsschicht keine freien Akzeptoren mehr vorhanden sind, sind diese zusätzlichen Leitungselektronen frei und werden sich an der Oberfläche des p-dotierten Halbleiters ansammeln und so das überschüssige, elektrische Feld kompensiert wird. Die Verarmungsschicht bleibt dabei mit ihrer kritischen Tiefe bestehen und wächst nicht mehr weiter in den Halbleiter-Kristall hinein. Dem Effekt, dass bei tiefer Spannung (d.h. kleinem elektrischen Feld) zunächst eine Verarmungsschicht ausgeprägt wird, welche beim Überschreiten eines kritischen Wertes der Spannung durch eine zusätzliche Inversionsschicht (bestehend aus Minoritätsladungsträgern) ergänzt wird, bezeichnet man auch als Feldeffekt und stellt die Grundlage für jegliche Metall-Isolator-Halbleiterbauteile dar. Siehe Abbildung 36.

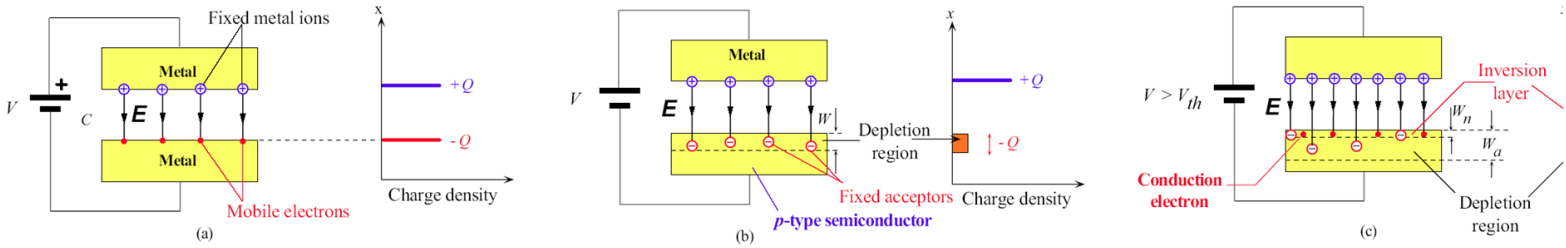
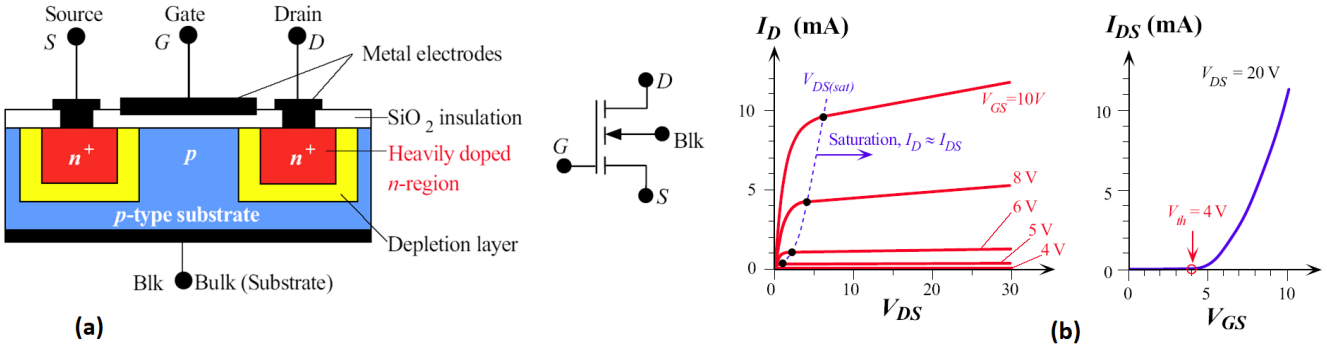


Abbildung 36: Illustration des Feldeffektes: (a) Metal-Luft-Metall Kondensator, wobei sämtliche Ladungsträger an der Oberfläche sich befinden. Wenn man nun die eine Metall-Platte durch einen p-dotierten Halbleiter ersetzt, dringt das Feld tiefer in den Halbleiter ein, es bildet sich eine Verarmungsschicht (b). Ist das Feld gross genug (d.h. $V > V_{\text{kritisch}}$), verlagert sich die Verarmungszone in den Halbleiter hinein und eine sogenannte Inversionsschicht W_N bildet sich an der Oberfläche (c).

6.5.2 MOSFET

Durch den Feldeffekt bildet sich ein leitender Kanal. Jenachdem ob dieser Kanal Elektronen oder Löcher leitet, spricht man von n-Kanal (Elektronen) oder p-Kanal (Löcher). Manchmal wird auch von n-Typ oder p-Typ gesprochen. Dabei kann aber auch das Grundsubstrat gemeint sein. In diesem Fall ist es das jeweils inverse zum Kanal-Typ. Aufbau, Kennlinien und Zustände sind den Abbildungen 37 und 38 zu entnehmen.

Abbildung 37: (a) Aufbau eines n-Kanal MOSFET (bzw. p-Grundsubstrat-typ), (b) Kennlinien



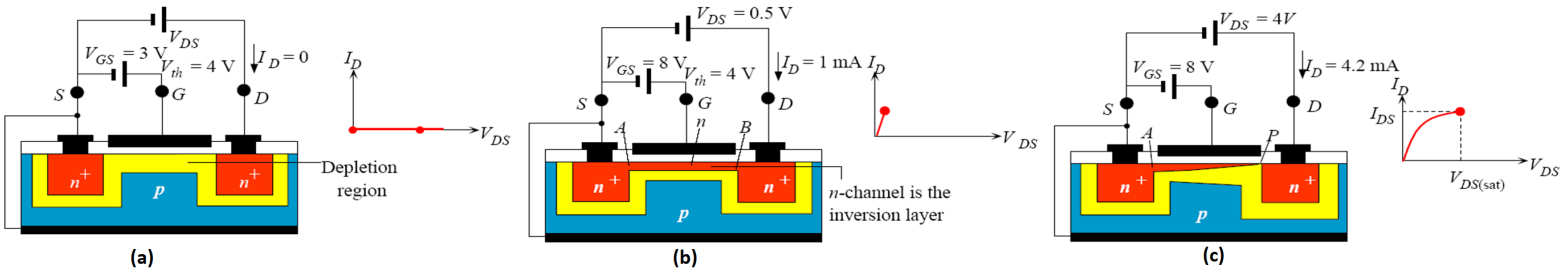
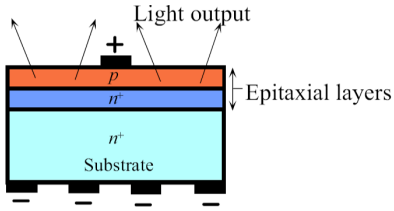


Abbildung 38: **(a)** $V_{GS} < V_{th}$ und $V_{DS} > 0$, **(b)** $V_{GS} > V_{th}$ und $V_{DS0} > V_{DS} > 0$, **(c)** $V_{GS} > V_{th}$ und $V_{DS0} = V_{DS}$, **(d)** $V_{GS} > V_{th}$ und $V_{DS0} < V_{DS}$ (nicht abgebildet)
V_{DS0} ist die Drain-Source-Sättigungsspannung und V_{th} die Gate-Source-Spannung wo der MOSFET zu leiten beginnt.

6.6 LED

Durch Elektronen-Löcher-Rekombinationsprozesse beim pn-Übergang entstehen Photonen. Die Band-Gap-Energie des verwendeten Materials bestimmt dabei die Frequenz der Photonen und damit des emittierten Lichts. Siehe Abbildung 39 für einen möglichen Aufbau.

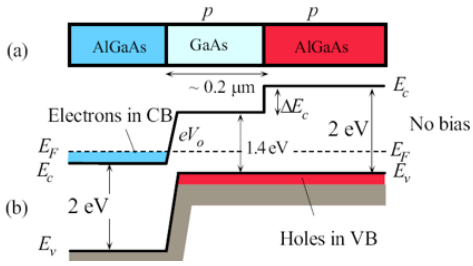
Abbildung 39: Das Substrat dient als Träger des pn-Überganges. Wenn nun Photonen in Richtung n-dotierten Halbleiter emittiert werden (nach unten), werden diese entweder wieder absorbiert oder (bei geschicktem Design) an der Grenzschicht zwischen Substrat und n-dotiertem Halbleiter reflektiert.



6.6.1 Doppel-Heterostruktur für Hochleistungs-LEDs

Mit der Doppel-Heterostruktur können LEDs effizienter gemacht werden. Siehe Abbildung 40.

Abbildung 40: LED mit Doppel-Heterostruktur: Durch Anlegen einer Spannung können nun die Elektronen ins Leitungsband der p-dotierten GaAs Schicht gelangen. Aufgrund des p-dotierten AlGaAs gibt es eine Potentialbarriere, sodass die Elektronen nicht weiterdiffundieren können. Da die Bandlücke von AlGaAs grösser ist als diejenige von GaAs, wo die Photonen erzeugt werden, können diese nicht vom AlGaAs absorbiert werden. Photonen, welche in die 'falsche' Richtung emittieren, werden ebenfalls nicht absorbiert, und können reflektiert werden.



6.7 Photodiode und Solarzelle

6.7.1 Betrieb als Photoelement (Energiegewinnung)

- Die Photodiode liefert elektrische Energie (Strom in Sperrrichtung und Spannung in Durchflussrichtung = Quelle)
- Bei grossflächiger Herstellung wird sie als Solarzelle bezeichnet
- Bei kleiner Belastung (R_L gross) strebt die Spannung einen (näherungsweise) lichtunabhängigen Grenzwert U_L an
- Bei grosser Belastung (R_L klein) strebt der Strom einen lichtabhängigen Grenzwert I_K an
- Mit Leistungsanpassung (R_L dimensioniert) erreicht man den leistungsmässig optimalen Arbeitspunkt beim Knick der Kurve im vierten Quadranten

6.7.2 Betrieb im Quasi-Kurzschluss (Helligkeitsmessung)

Wird R_L sehr klein entsteht ein Quasi-Kurzschluss und der Fotostrom I_F entspricht dem lichtabhängigen Kurzschlussstrom $I_K(E)$. Diese Betriebsart eignet sich für die Helligkeitsmessung.

6.7.3 Photodiode im Sperrbetrieb (Steigerung der Grenzfrequenz)

- Braucht eine Betriebsspannung in Sperrrichtung
- Nutzt die Lichtempfindlichkeit eines gesperrten pn-Übergangs. Die durch Fotogeneration in dieser Sperrschicht entstandene Ladungsträger werden durch das innere elektrische Feld zu den äußeren Klemmen der Diode abgesaugt und bilden den Fotostrom. Dieser ist dem thermisch bedingten Sperrstrom (Dunkelstrom) überlagert.
- Es existiert eine direkte Proportionalität des Fotostromes I_F zur Beleuchtungsstärke E_{Ph}.

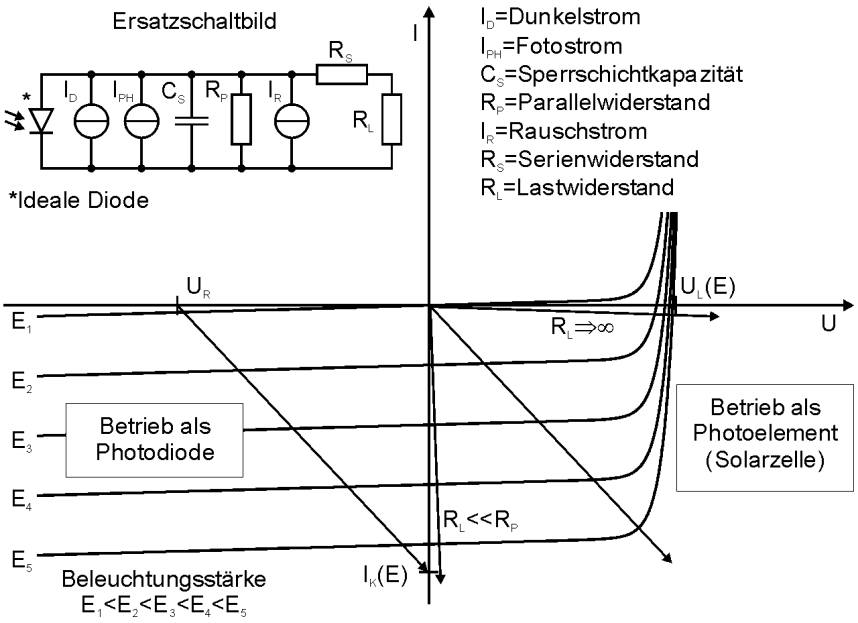


Abbildung 41: Komplettes ESB und Kennlinien einer Phototiode, bzw. eines Photoelements (Solarzelle)

7 Isolatoren und Dielektrika

7.1 Polarisation von Materie und Dielektrizitätskonstante

Wird ein elektrisches Feld über einem Dielektrikum (isolierendes Material) angelegt, wird das Material polarisiert. Das heisst, es entsteht ein Gegenfeld, das die Kapazität an der Oberfläche erhöht. Dieser Effekt lässt sich auf atomater Ebene mit der Verschiebung des Atomzentrums und der umgebendem Elektronenwolke erklären. Wie stark der Effekt ist, ist durch die Polarisierbarkeit α und die Dielektrizitätskonstante ε_r (auch relativität Permittivität genannt) des Materials gegeben. Siehe auch Abbildung 42

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 A}{d} = \frac{Q_0}{V} = \frac{Q_0}{E\,d}$$

$$\varepsilon_r = \frac{Q}{Q_0} = \frac{C}{C_0} = 1 + \chi_e$$

$$D = \varepsilon E$$

$$\alpha = \frac{p_{ind.}}{E}$$

C_0:	Kapazität bei Vakuum $\varepsilon_r = 1$	α:	Polarisierbarkeit
Q_0:	Ladung bei Vakuum $\varepsilon_r = 1$	ε_0:	Permittivität von Vakuum
C:	Kapazität bei $\varepsilon_r > 1$	ε_r:	Relative Permittivität vom Material
Q:	Ladung bei $\varepsilon_r > 1$	χ_e:	Suszeptibilität
V:	Spannung	D:	Elektrische Felddichte
E:	Elektrisches Feld	A:	Fläche
$p_{ind.}$	Induzierter elektrischer Dipol	d:	Dicke

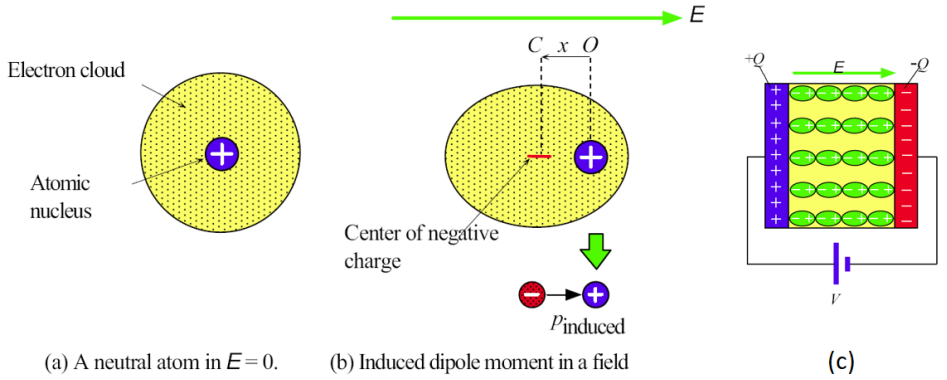


Abbildung 42:
(a) $E = 0$
(b) Induzierter Dipol durch $E \neq 0$
(c) Alle Polarisationsvektoren der Dipole summieren sich zum Gesamtpolarisationvekto. Durch die zusätzlichen Polarisationsladungsträger an der Grenzfläche steigt die Kapazität.

7.2 Durchschlagsfestigkeit eines Isolators

Es gibt verschiedene Mechanismen, wie eine isolierende Eigenschaft in einem Festkörper aufgehoben werden kann. Welcher Mechanismus für den Verlust der isolierenden Eigenschaft verantwortlich ist, hängt stark von den äusseren Bedingungen ab.

7.2.1 Intrinsischer Zusammenbruch

Wenn freie Elektronen im Leitungsband eines Dielektrikums aufgrund des angelegten, elektrischen Feldes E stark beschleunigt werden, kann die Energie der Elektronen so gross sein, dass durch Kollisionen die Gitteratome ionisiert werden. Konkret heisst das, dass wenn Elektronen eine grössere kinetische Energie besitzen als die Bandlücke E_{Gap}, können vereinzelte Elektronen im Leitungsband weitere Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband katapuliteren. Jedes weitere Elektron, welches sich im Leitungsband befindet, kann lawinenartig weitere Atome ionisieren.

7.2.2 Thermischer Zusammenbruch

Wenn ein Isolator eine endliche, elektrische Leitfähigkeit σ besitzt (auch wenn diese sehr kleinist!), so wird trotzdem thermische Energie im Isolator abgegeben ($E_{thermisch} = \sigma\, E^2$). Befindet sich der Isolator in einem elektrischen Wechselfeld $E(\omega)$, kommt zusätzlich ein dielektrischer Verlust hinzu. Kann der Isolator nicht ausreichend gekühlt werden, führt der Temperaturanstieg im Inneren des Isolators zwangsläufig zu einer erhöhten Leitfähigkeit σ, welche wiederum noch stärker den Isolator aufheizt.

7.2.3 Elektromechanischer Zusammenbruch

Wenn man ein Dielektrikum in einen Plattenkondensator gibt, haben die gegenüberliegenden Kondensatorplatten unterschiedliche Ladungsträgervorzeichen und ziehen sich folglich an. Je besser das Dielektrikum, desto grösser die anziehenden Ladungen, sodass das Dielektrikum mechanisch stärker belastet wird. Durch das Zusammenziehen der Kondensatorplatten erhöht sich das elektrische Feld im Inneren des Dielektrikums, da sich der Abstand d verringert ($E = V/d$). Folglich erhöht sich die Ladung Q auf den Kondensatorplatten weiter. Sobald die Kraft das Dielektrikum plastisch deformiert, kann dessen isolierende Eigenschaft zusammenbrechen.

7.2.4 Innere und äussere Teilentladungen

Aufgrund von mikrostrukturellen Defekten, Rissen, Poren etc. kann es durchaus passieren, dass Teilentladungen lokal stattfinden, wenn das elektrische Feld gross genug wird.

7.3 Piezoelektrizität

Einige Kristalle werden elektrisch polarisiert, wenn sie mechanisch deformiert werden und umgekehrt verziehen sich diese Kristalle, wenn ein externes elektrisches Feld angelegt wird. Diese Effekte nennt man Piezoelektrizität. Nur eine bestimmte Art von Kristallen zeigt piezoelektrische Eigenschaften, nämlich wenn ihre Kristallsymmetrie **nicht-zentrosymmetrisch** ist. Abbildung 43 zeigt eine nicht-piezoelektrische Kristallstruktur und Abbildung 44 zeigt eine piezoelektrische Kristallstruktur.

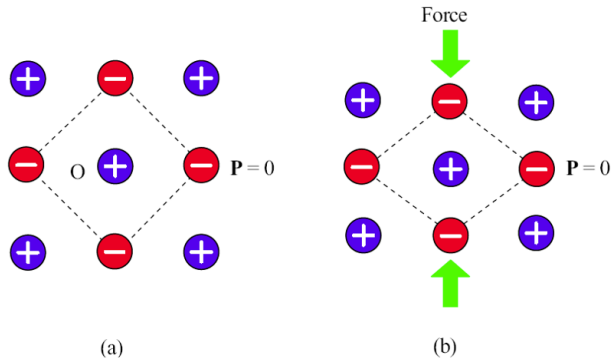


Abbildung 43: (a) zentrosymmetrischer Kristall (b) bei mechanischer Verformung verschieben sich die Ladungszentren nicht, der Kristall ist nicht piezoelektrisch

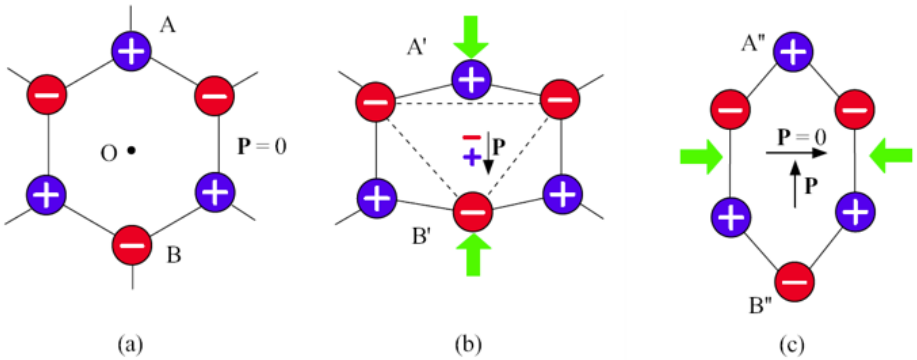


Abbildung 44: (a) nicht-zentrosymmetrischer Kristall, (b) und (c) bei mechanischer Verformung verschiebt sich das positive und das negative Ladungszentrum, es entsteht ein elektrischer Dipol

7.3.1 Elektromechanischer Wandler

Siehe Abbildung 45.

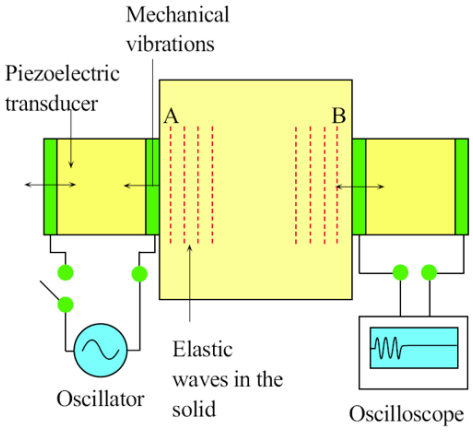


Abbildung 45: Elektromechanische Wandler werden oft verwendet, um Ultraschallwellen herzustellen. Links in der Abbildung wird ein elektromechanischer Wandler zur Ultraschall-Erzeugung verwendet. Diese Wellen werden in ein Testmaterial eingekoppelt und auf der rechten Seite durch einen elektromechanischen Wandler detektiert. Ein solcher Aufbau kann auch verwendet werden, um innere Materialdefekte zu detektieren, ohne den Prüfling zu zerstören. Dabei nutzt man die Tatsache, dass an Rissen, Defekten oder Verunreinigungen die Ultraschallwellen reflektieren oder streuen.

7.3.2 Piezoelektrischer Funkengenerator

Durch mechanische Belastung des Piezokristalls wird eine Hochspannung erzeugt, welche über einen kleinen Elektrodenabstand entladen wird und dabei einen Funken erzeugt.

7.3.3 Quarz-Oszillator

Eine weitere wichtige Verwendung für piezoelektrische Kristalle ist der "Schwingquarz". Der Quarzkristall wird beidseitig mit Elektroden versehen, an die ein von einem beliebigen Oszillator erzeugtes Wechselfeld angelegt wird. Durch Rückkopplung wird die Frequenz des Wechselfeldes mit der mechanischen Eigenfrequenz des Quarzkristalls in Übereinstimmung gebracht. Dadurch wirkt der Schwingquarz wie ein elektrischer Resonanzkreis mit sehr geringer Dämpfung (= sehr hohem Gütefaktor).

7.4 Ferroelektrische und Pyroelektrische Kristalle

Es gibt auch Kristallstrukturen, welche ohne externes elektrisches Feld E einen nicht-triviale Polarisation $\vec{P} = 0$ aufweisen. Solche Kristalle, welche aufgrund der Struktur bereits örtliche Trennung der Ladungsschwerpunkte aufweisen, nennt man ferroelektrisch. Die Grenztemperatur T_C, bei welcher ein Kristall seine ferroelektrische Eigenschaft verliert, wird auch **Curie-Temperatur** genannt. Ist die Polarisation zusätzlich temperaturabhängig wird von Pyroelektrizität gesprochen.

Eine Änderung der Temperatur ΔT hat eine Änderung der Polarisation ΔP zur Folge. Der **pyroelektrische Koeffizient** wird definiert als $p := \Delta P / \Delta T$.

7.4.1 Pyroelektrischer Detektor

Pyroelektrische Detektoren werden oft eingesetzt, um Infrarotstrahlung zu detektieren, da jegliche Infrarotstrahlung den Kristall erwärmt, unabhängig von der Wellenlänge. Deshalb werden z.B. Bewegungsmelder oft mit pyroelektrischen Detektoren realisiert, da die abgestrahlte Wärmestrahlung eines Menschen oder Tiers im Sichtfeld bereits die Kristalltemperatur ausreichend erhöht, sodass die Spannungszunahme den Alarm auslösen kann. Siehe Abbildung 46.

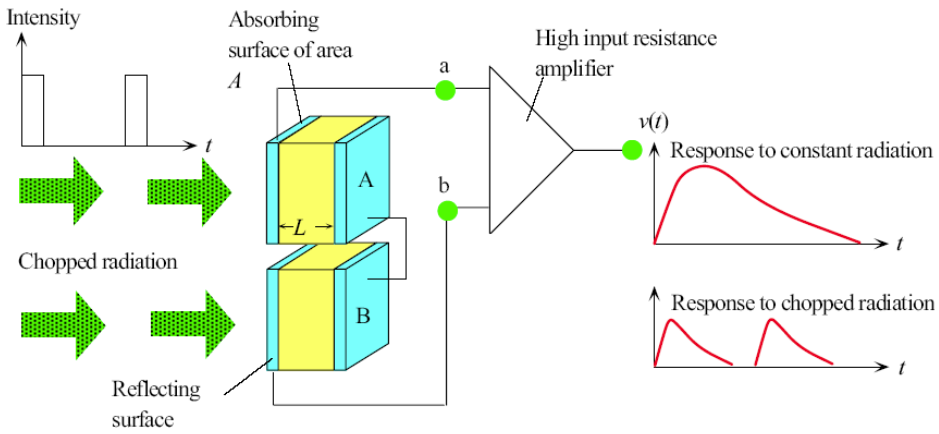


Abbildung 46: Skizze eines pyroelektrischen Detektors. Die Strahlung wird im Detektionselement (gelb) absorbiert und die Spannungsänderung zwischen den Elektroden kann gemessen werden. Um die Störeinflüsse zu verringern, wird ein Dummy-Detektor (B) mitausgelesen, welcher das Signal um die Störeinflüsse korrigiert. Um die Messgenauigkeit weiter zu erhöhen (und um Sättigungs- und Leckstrom-Effekte zu vernachlässigen), wird zudem das zu messende Signal periodisch moduliert.

8 Konstanten

Permittivität des Vakuums	$\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}\ F/m$	$[\varepsilon_0] = F/m = (As)/(Vm) = C^2/(Nm^2)$
Permeabilität des Vakuums	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ H/m$	$[\mu_0] = H/m = (Vs)/(Am) = (Tm)/A$
Lichtgeschw. im Vakuum	$c = 299'792'458\ m/s\ \approx\ 3 \cdot 10^8\ m/s$	
Planck'sches Wirkungsquantum	$h = 6.626 \cdot 10^{-34} Js$	
Elementarladung	$e = 1.602 \cdot 10^{-19} As$	
Elektronenmasse	$m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} kg$	
Protonenmasse	$1.67\underline{3} \cdot 10^{-27} kg$	
Boltzmann-Konstante	$k_B = 1.3806 \cdot 10^{-23}\ J/K$	
Elektronenvolt	$1\,eV \approx 1.602 \cdot 10^{-19} J$	

9 Allgemeines

Impuls $\vec{p} = m \cdot \vec{v} = \int \vec{F}(t)\,dt = \sqrt{2 \cdot m \cdot E_{kin}}$

Drehimpuls $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$; $L = mrv = mr^2\omega$

Spannung $U_{AB} \overset{hom.}{=} \dfrac{\Delta W_{AB}}{q} = E \cdot l_{AB}$

10 Periodensystem der Elemente

Erklärung zur Anordnung im Periodensystem

schwarz = nicht radioaktiv
gelb = radioaktiv

Ordnungszahl
Name
Atommasse
Elektronen pro Schale
Symbol
Serie

78 Pt
Platin
195,09
2/8/18/32/17/1

schwarz = Feststoff
rot = Gas
blau = Flüssigkeit

Metalle
Alkalimetalle
Erdalkalimetalle
Übergangsmetalle
Lanthanoide
Actinoide
Halbmetalle
natürliches Element
künstliches Element
Nichtmetalle
Halogene
Edelgase
unbekannt

Periode / **Gruppe**

Periode	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	1 H Wasserstoff 1,0079 1																	2 He Helium 4,0026 2
2	3 Li Lithium 6,941 2/1	4 Be Beryllium 9,0122 2/2											5 B Bor 10,81 2/3	6 C Kohlenstoff 12,011 2/4	7 N Stickstoff 14,007 2/5	8 O Sauerstoff 15,999 2/6	9 F Fluor 18,998 2/7	10 Ne Neon 20,179 2/8
3	11 Na Natrium 22,99 2/8/1	12 Mg Magnesium 24,305 2/8/2											13 Al Aluminium 26,982 2/8/3	14 Si Silicium 28,086 2/8/4	15 P Phosphor 30,974 2/8/5	16 S Schwefel 32,06 2/8/6	17 Cl Chlor 35,453 2/8/7	18 Ar Argon 39,948 2/8/8
4	19 K Kalium 39,098 2/8/8/1	20 Ca Calcium 40,08 2/8/8/2	21 Sc Scandium 44,956 2/8/9/2	22 Ti Titan 47,90 2/8/10/2	23 V Vanadium 50,942 2/8/11/2	24 Cr Chrom 51,996 2/8/13/1	25 Mn Mangan 54,938 2/8/13/2	26 Fe Eisen 55,847 2/8/14/2	27 Co Cobalt 58,933 2/8/15/2	28 Ni Nickel 58,71 2/8/16/2	29 Cu Kupfer 63,546 2/8/18/1	30 Zn Zink 65,38 2/8/18/2	31 Ga Gallium 69,735 2/8/18/3	32 Ge Germanium 72,59 2/8/18/4	33 As Arsen 74,922 2/8/18/5	34 Se Selen 78,966 2/8/18/6	35 Br Brom 79,904 2/8/18/7	36 Kr Krypton 83,80 2/8/18/8
5	37 Rb Rubidium 85,458 2/8/18/8/1	38 Sr Strontium 87,62 2/8/18/8/2	39 Y Yttrium 88,906 2/8/18/9/2	40 Zr Zirconium 91,22 2/8/18/10/2	41 Nb Niob 92,906 2/8/18/12/1	42 Mo Molybdän 95,94 2/8/18/13/1	43 Tc Technetium 98,91 2/8/18/13/2	44 Ru Ruthenium 101,07 2/8/18/15/1	45 Rh Rhodium 102,91 2/8/18/16/1	46 Pd Palladium 106,4 2/8/18/18	47 Ag Silber 107,87 2/8/18/18/1	48 Cd Cadmium 112,41 2/8/18/18/2	49 In Indium 114,82 2/8/18/18/3	50 Sn Zinn 118,69 2/8/18/18/4	51 Sb Antimon 121,75 2/8/18/8/5	52 Te Tellur 127,60 2/8/18/18/6	53 I Iod 126,90 2/8/18/18/7	54 Xe Xenon 131,30 2/8/18/18/8
6	55 Cs Caesium 132,91 2/8/18/18/8/1	56 Ba Barium 137,33 2/8/18/18/8/2	57-71 siehe unten	72 Hf Hafnium 178,49 2/8/18/32/10/2	73 Ta Tantal 180,95 2/8/18/32/11/2	74 W Wolfram 183,84 2/8/18/32/12/2	75 Re Rhenium 186,21 2/8/18/32/13/2	76 Os Osmium 190,2 2/8/18/32/14/2	77 Ir Iridium 192,22 2/8/18/32/15/2	78 Pt Platin 195,09 2/8/18/32/17/1	79 Au Gold 196,97 2/8/18/32/18/1	80 Hg Quecksilber 200,59 2/8/18/32/18/2	81 Tl Thallium 204,37 2/8/18/32/18/3	82 Pb Blei 207,19 2/8/18/32/18/4	83 Bi Bismut 208,98 2/8/18/32/18/5	84 Po Polonium 208,98 2/8/18/32/18/6	85 At Astat (210) 2/8/18/32/18/7	86 Rn Radon (222) 2/8/18/32/18/8
7	87 Fr Francium (223) 2/8/18/32/18/8/1	88 Ra Radium 226,03 2/8/18/32/18/8/2	89-103 siehe unten	104 Rf Rutherfordium (261) 2/8/18/32/32/10/2	105 Db Dubnium (262) 2/8/18/32/32/11/2	106 Sg Seaborgium (263) 2/8/18/32/32/12/2	107 Bh Bohrium (262) 2/8/18/32/32/13/2	108 Hs Hassium (265) 2/8/18/32/32/14/2	109 Mt Meitnerium (266) 2/8/18/32/32/15/2	110 Ds Darmstadtium (269) 2/8/18/32/32/17/1	111 Rg Roentgenium (272) 2/8/18/32/32/18/1	112 Cn Copernicium (277) 2/8/18/32/32/18/2	113 Nh Nihonium (287) 2/8/18/32/32/18/3	114 Fl Flerovium (289) 2/8/18/32/32/18/4	115 Mc Moscovium (288) 2/8/18/32/32/18/5	116 Lv Livermorium (289) 2/8/18/32/32/18/6	117 Ts Tenness (293) 2/8/18/32/32/18/7	118 Og Oganesson (294) 2/8/18/32/32/18/8

Lanthanoide	57 La Lanthan 138,91 2/8/18/18/9/2	58 Ce Cer 140,12 2/8/18/19/9/2	59 Pr Praseodym 140,91 2/8/18/21/8/2	60 Nd Neodym 144,24 2/8/18/22/8/2	61 Pm Promethium 146,90 2/8/18/23/8/2	62 Sm Samarium 150,35 2/8/18/24/8/2	63 Eu Europium 151,96 2/8/18/25/8/2	64 Gd Gadolinium 157,25 2/8/18/25/9/2	65 Tb Terbium 158,93 2/8/18/27/8/2	66 Dy Dysprosium 162,50 2/8/18/28/8/2	67 Ho Holmium 164,93 2/8/18/29/8/2	68 Er Erbium 167,26 2/8/18/30/8/2	69 Tm Thulium 168,93 2/8/18/31/8/2	70 Yb Ytterbium 173,04 2/8/18/32/8/2	71 Lu Lutetium 174,97 2/8/18/32/9/2
Actinoide	89 Ac Actinium (227) 2/8/18/32/18/9/2	90 Th Thorium 232,04 2/8/18/32/18/10/2	91 Pa Protactinium 231,04 2/8/18/32/20/9/2	92 U Uran 238,03 2/8/18/32/21/9/2	93 Np Neptunium 237,05 2/8/18/32/22/9/2	94 Pu Plutonium (244,10) 2/8/18/32/24/8/2	95 Am Americium (243,10) 2/8/18/32/25/8/2	96 Cm Curium (247,10) 2/8/18/32/25/9/2	97 Bk Berkelium (247,10) 2/8/18/32/25/10/2	98 Cf Californium (251,10) 2/8/18/32/28/8/2	99 Es Einsteinium (254,10) 2/8/18/32/29/8/2	100 Fm Fermium (257,10) 2/8/18/32/30/8/2	101 Md Mendelevium (258) 2/8/18/32/31/8/2	102 No Nobelium (259) 2/8/18/32/32/8/2	103 Lr Lawrencium (266) 2/8/18/32/32/9/2