Werkstoffe der Elektrotechnik von Prof. Dr.-Ing. Amann Formelsammlung

Von David Lenz Sebastian Bachmann Annemarie Turnwald

Bei Fragen und Anregungen: LenzDav@googlemail.com

1. Aufbau der Materie

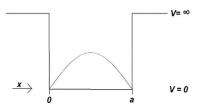
1.1 Wellen

Kreisfrequenz: $\omega = 2\pi f$ Wellenlänge: $\lambda = \frac{c}{f}$ Energie: $E = mc^2 = \hbar \omega = \frac{hc}{\lambda}$ $\begin{bmatrix} [E] = Nm = J = 6, 24 \cdot 10^{18} \text{ eV} \end{bmatrix}$ $m_{ph} = \frac{\hbar \omega}{c^2} \rightarrow p_{ph} = m_{ph}c = \frac{\hbar \omega}{c} = \frac{h}{\lambda} = \hbar k$ mit Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ Masse/Impuls:

Schrödingergleichung

(allgemein)
$$-j\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r},t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \triangle \Psi(\vec{r},t) + V \cdot \Psi(\vec{r},t)$$
(zeitunabhängig)
$$-\frac{\hbar^2}{2m} \triangle \Psi(\vec{r}) + V(\vec{r}) \Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r})$$

1-dimensionaler Potentialtopf



Ansatz für DGL:

$$\Psi(x) = C_1 \sin(kx) + C_2 \cos(kx)$$

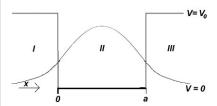
$$mit k = \sqrt{\frac{2m_0 E}{\hbar^2}}$$

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_0 \cdot a^2} n^2$$

$$\Psi(0) = \Psi(a) = 0$$

$$\int_{0}^{a} \left| \Psi(x) \right|^{2} dx = 1$$

1-dimensionaler Potentialtopf



Ansatz für DGL:

$$\Psi(x) = C_1 \sin(kx) + C_2 \cos(kx)$$

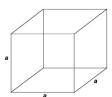
mit
$$k = \sqrt{\frac{2m_0 E}{\hbar^2}}$$
 für II

und
$$k = \sqrt{\frac{2m_0(E - V_0)}{\hbar^2}}$$
 für I/III

$$\Psi_{I}(0) = \Psi_{II}(0); \ \Psi_{II}(a) = \Psi_{III}(a)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left| \Psi(x) \right|^2 dx = 1$$

3-dimensionaler Potentialtopf



os(kx)
$$E = \frac{\hbar^2}{2m_0} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_0 a^2} (n^2 + m^2 + l^2)$$

und
$$k = \sqrt{\frac{2m_0(E - V_0)}{\hbar^2}}$$
 für I/III

Randbedingungen

 $\Psi_I(0) = \Psi_{II}(0); \ \Psi_{II}(a) = \Psi_{III}(a)$

$$\psi_{nml}(x, y, z) = \sqrt{\frac{8}{a^3}} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right).$$

$$\sin\left(\frac{m\pi}{a}y\right) \sin\left(\frac{l\pi}{a}z\right)$$

Das Periodensystem 1.2

 $n = 1, 2, ... (\triangleq K, L, ... - Schale)$ *Hauptquantenzahl:*

 $l = 0,...,n-1 (\triangleq s, p, d, f - Zuständen)$ Nebenquantenzahl:

m = -l, -l+1, ..., l-1, lMagnetische Quantenzahl:

 $s=\pm\frac{1}{2}$ Spinquantenzahl:

Entartungsgrad: Wieviele Kombinationen der Quantenzahlen gibt es, die den gleichen Energiegehalt besitzen? $2n^2$

Pauli Prinzip:

Alle Elektronen unterscheiden sich in mindestens einer Quantenzahl

Hundschen Regeln:

1. Hundsche Regel:

Schale wird so aufgefüllt, dass $|S| = |\sum s_i|$ mit $s = \pm \frac{1}{2}$

maximal wird

2. Hundsche Regel: Quantenzahl |L| maximal

3. Hundsche Regel:

Schale weniger als halbvoll:

- Bahndrehimpuls und Spin antiparallel
- Gesamtdrehimpuls J: |J| = ||L| |S||

Schale mehr als halbvoll:

- Bahndrehimpuls und Spin parallel
- Gesamtdrehimpuls J: |J| = |L| + |S|

Ø	7s_	₹ 7p_		
Р	65	/ p	6d	
0	5s.	/ 5	56)5f
Ν	45	/ d /	4d/) ≱ /
М	35	/ %	3d)
L	25) <mark>%</mark>)
K	15)		
	s	р	d	f

Abbildung 1 Systematik für die Besetzung der Orbitale

s:	2 Elektronen
p:	6 Elektronen
d:	10 Elektronen
f:	14 Elektronen

Bsp.: Vanadium: $V=[Ar]3d^34s^2$:

m=	-2	-1	0	1	2
s=	1	1	1		

$$m = 0$$
 $s = \uparrow$

$$S = 3 \cdot \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$$
$$|J| = ||L| - |S|| = 3 - \frac{3}{2} = \frac{3}{2}$$

$$L = -2 - 1 + 0 + 0 + 0 = -3$$

Volle Schalen liefern keinen Beitrag zu S,L und J

Elektrische Bindungsenergie: $E_{el} = \int_{\infty}^{r_0} \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} dr = -\frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_0}$ | r_0 : Abstand (Atomradien $r_1 + r_2$) q_1, q_2 : Ladung der Ionen

Bindungsenergie: elektrische Bindungsenergie \pm Ionisierungsenergien

1.3 Gase

Gasgleichung für ideale Gase: $pV = n \cdot R \cdot T$

 $N = \frac{n \cdot N_A}{V} = \frac{\rho}{A_c} N_A = \frac{p}{k_B T}$ $\sqrt{v^2}$: mittleres Geschwindigkeitsquadrat Teilchendichte:

 $p = \frac{1}{2} Nm\overline{v^2}$ Druck:

p: Druck *T*: absolute Temperatur

V: Volumen m: Masse ρ: Dichte

n: Anzahl der Mole

 $[n] = cm^{-3}, [p] = Nm^{-2} = Pa = 10^{-5} bar$

 $\frac{1}{2}m\overline{v^2} = \frac{f}{2}k_BT$ mit f: Anzahl der Freiheitsgrade (=3 für einatomige Gase)

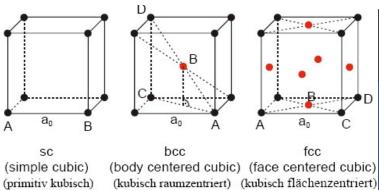
Konstanten

 $R = 8,31 \frac{J}{mol \cdot K}$ Boltzmannkonstante $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$ $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \, mol^{-1}$ Gaskonstante

Avogadro-Konstante

 $R = k_{\scriptscriptstyle R} N_{\scriptscriptstyle A}$ Zusammenhang:

1.4 Kristallstrukturen



sc:

$$P = \frac{1}{6}\pi \approx 0,52$$
fcc:

$$P = \frac{\sqrt{2}}{6}\pi \approx 0,74$$
bcc:

$$P = \frac{\sqrt{3}}{8}\pi \approx 0,68$$

$$r = \frac{\sqrt{3}}{4}a_0$$

Packungsdichte:
$$P = \frac{Volumen(Atome)}{Volumen(EZ)} = \frac{n\frac{4}{3}\pi r^3}{V_{EZ}}$$

n: Anzahl der Atome pro Einheitszelle (Achtung: Atome, die von angrenzenden Zellen auch verwendet werden, dementsprechend gewichten!) r: Atomradius

Mischkristallbildung durch Leerstellendiffusion

 $S = -D \frac{\partial N}{\partial x}$ *Teilchenstromdichte*

 $D = D_0 e^{-\frac{E_A}{k_B T}}$ Diffusionskoeffizient mit E_A : Aktivierungsenergie für

Leerstellendiffusion $x_D = \sqrt{D \cdot t}$ Mittlere Eindringtiefe

2. Mechanische Eigenschaften der Festkörper

Dichte:
$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{mP}{\frac{4}{3}\pi r^3} = \frac{mN}{a_0^3}$$

 $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$ Dehnung:

 $\sigma = \frac{F}{\Lambda} = \varepsilon \cdot E$ Spannung:

Elastizitätsmodul: $E = -\frac{1}{r} \frac{dF}{dr}$

m: Masse

V: Volumen

P: Packungsdichte

 a_0 : Gitterkonstante

N: Anzahl der Atome in

der Elementarzelle

$$[\rho] = \frac{kg}{m^3} = \frac{g}{cm^3}$$
$$[\sigma] = [E] = \frac{N}{m^2}$$

3. Thermische Eigenschaften der Festkörper

spezifische Wärme 3.1

 $C = \frac{\partial U}{\partial T} = 3Nk_B$ Wärmekapazität:

Spezifische Wärme: $c = \frac{1}{m}C = \frac{1}{m}\frac{\Delta U}{\Delta T} = \frac{c_m}{A} \cdot 10^3$

 $c_m = 3R + \frac{6RT}{T_F} = 3R\left(1 + 2\frac{T}{T_F}\right)$ Molwärme:

Beitrag der Atome Beitrag der Elektronen

(spezifische Wärme pro 1 mol)

 $T_F = \frac{E_F}{k_{\odot}}$: Fermitemperatur

Innere Energie: $U = 3Nk_{\scriptscriptstyle R}T$

3.2 Thermische Ausdehnung

Längenausdehnung: $\Delta l = \alpha l_0 \Delta T$

Volumenausdehnung: $\Delta V = \beta V_0 \Delta T \approx 3\alpha V_0 \Delta T$

α: Längenausdehnungskoeff.

 $\beta \approx 3\alpha$: Volumenausdehnungskoeff.

Wärmeleitung 3.3

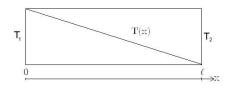
 $\begin{array}{c} \textit{Transportierte W\"{a}rmemenge:} \frac{\Delta Q}{A} = -\lambda \, grad \, \big(T \big) \cdot \Delta t \\ \textit{W\"{a}rmemenge:} \qquad \qquad Q = CT \\ \end{aligned} \\ \begin{array}{c} \dot{Q} = -\lambda \, grad \, \big(T \big) A = C\dot{T} \\ \\ \dot{Q} = -\lambda \, grad \, \big(T \big) A = C\dot{T} \\ \end{aligned} \\ \begin{array}{c} \dot{Q} = W \\ \\ \dot{Q} = W \\ \end{aligned} \\ \end{aligned} \\ \begin{array}{c} \dot{Q} = -\lambda \, grad \, \big(T \big) A = C\dot{T} \\ \end{aligned} \\ \begin{array}{c} \dot{Q} = W \\ \\ \dot{Q} = W \\ \end{aligned} \\ \end{aligned} \\ \begin{array}{c} \dot{Q} = W \\ \end{aligned} \\$

 $I = \dot{Q} = G \cdot \Delta T$ mit Wärmeleitwert $G = \lambda \frac{A}{I}$ Wärmestrom:

Wärmeleitfähigkeit:

Bsp: Stab mit homogener Wärmeleitung
$$grad\left(T\left(x\right)\right) = grad\left(\frac{T_1 - T_2}{l}x + T_1\right) = \frac{T_1 - T_2}{l}$$

$$I = G \cdot \Delta T = \lambda \frac{A}{l} \cdot \left(T_2 - T_1\right)$$



3.4 spezifische Wärme der Elektronen

Zustandsdichte:
$$D(E) = \frac{1}{V} \frac{dZ}{dE} = \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{1}{2\pi^2} \sqrt{E}$$

$$= 1,0622 \cdot 10^{56}$$

Fermiverteilung: $f(E,T) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/(k_BT)} + 1}$

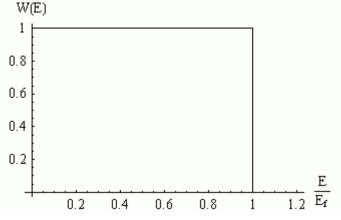
gibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron bei der

W(E)

Temperatur T die Energie E besitzt, an.

 E_F ist die Fermi-Temperatur

Boltzmannnäherung: $f(E,T) \approx e^{-\frac{E-E_F}{k_BT}}$



0.8 0.6 0.4 0.2 0.5 1 1.5 2 E_f

Abbildung 2: Fermiverteilung für T=0K

Abbildung 3: Fermiverteilung für T=1200K

Die Fermiverteilung ist nur sehr schwach temperaturabhängig, darum kann meist mit der Fermiverteilung für T=0K gerechnet werden.

Elektronendichte:
$$n = \int_{0}^{\infty} D(E) f(T, E) dE$$

$$f \text{ ür T=0K:} \qquad n = \int_{0}^{E_F} D(E) \cdot 1 dE + \int_{E_F}^{\infty} D(E) \cdot 0 dE = \int_{0}^{E_F} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{1}{2\pi^2} \sqrt{E} dE$$

$$\Rightarrow n = \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{1}{3\pi^2} E_F^{3/2}$$

$$\Leftrightarrow E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}$$

4. Ladungstransport in Festkörpern

 $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ Energie von freien Elektronen:

Geschwindigkeit:

 $m^* = \frac{\hbar^2}{\underline{d^2 E(k)}}$ effektive Masse:

5. Elektrische Eigenschaften der Metalle

Elektr. Leitfähigkeit:

 $\sigma = \frac{-en\Delta p_x}{m^* E_x} = \frac{e^2 \tau}{m^*} n$ n: Teilchendichte \tau: Streuzeit zwischen zwei Stößen

 $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{ph}} + \frac{1}{\tau_{i}}$ Streuung an Fremdatomen (Verunreinigung) $\left(\sim T^{\frac{3}{2}} \right)$ Streuung durch Gitterschwingungen (Phononen) $\left(\sim T^{-\frac{3}{2}} \right)$ Streuwahrscheinlichkeit:

freie Weglänge d. Elektr.: $l = v_F \tau$ mit $v_F = \sqrt{\frac{2E_F}{m_0}}$: Fermigeschwindigkeit

Spezifischer Widerstand: $\rho = \frac{1}{\sigma}$ *Mattiessen'sche Regel:*

 $ho_{{\scriptscriptstyle ph}}$ ist temperaturabhängig (Je höher T, desto stärker schwingen die Atome) ρ_i ist temperaturunabhängig $\Rightarrow \rho(0K) = \rho_i$ und $\rho(300K) = \rho_{ph}(300K) + \rho_i$ *Ver-n-fachen der Störstellen:* $\rho_i = n\rho_i$

Thermoelektrische Effekte

Seebeck-Effekt: Hat man bei einem Leiter an beiden Enden eine unterschiedliche Temperatur, stellt sich aufgrund unterschiedlicher effektiver Geschwindigkeiten und unterschiedlichen Trägerdichten n der Elektronen ein Diffusionsstrom j ein. Dieser Strom hat ein elektrisches Feld E zwischen den Enden des Leiters zur Folge:

hat ein elektrisches Feld E zwischen den Enden des Leiters zur Folge:
$$E_x = S \frac{dT}{dx} \text{ mit dem Seebeckkoeffizient } S = -\frac{e}{\sigma} \frac{d}{dT} (D_n n)$$

$$\Rightarrow \Delta U = S \cdot \Delta T$$

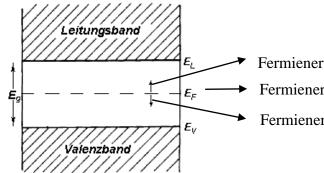
$$\begin{bmatrix} S \\ \end{bmatrix} = \frac{\mu V}{K} \end{bmatrix}$$

Peltier-Effekt: Ein eingeprägter Strom wird benutzt, um thermische Energie/Wärme zu transportieren.

 $W = \Pi \cdot i = S \cdot T \cdot i$ mit Peltierkonstante $\Pi = ST$ Wärmestromdichte:

Supraleitung: kritische Feldstärke: $H_C(T) = H_{C,0K} \left(1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \right)$ mit T_C : kritische T. \Rightarrow kritischer Strom: $I_C = 2\pi \cdot r \cdot H_C$ r: Radius des Leiter

6. Halbleiter



Fermienergie bei n-Dotierung Fermienergie im intrinsischen(undotierten) Fall Fermienergie bei p-Dotierung

Leitungsband	Valenzband
Besetzungswahrscheinlichkeit für Elektr.	Besetzungswahrscheinlichkeit für Löcher:
f(E,T) (Fermiverteilung siehe 3.4)	1-f(E,T)
Elektronendichte:	Löcherdichte:
$n = \int_{E_I}^{\infty} D_L(E) \cdot f(E,T) dE$	$p = \int_{-\infty}^{E_V} D_V(E) \cdot \left[1 - f(E, T)\right] dE$
Zustandsdichte:	Zustandsdichte:
$D_{L}(E) = M_{L} \frac{\left(2m_{n}^{*}\right)^{3/2}}{2\pi^{2}h^{3}} \sqrt{E - E_{L}}$	$D_{V}(E) = \frac{\left(2m_{p}^{*}\right)^{3/2}}{2\pi^{2}\hbar^{3}}\sqrt{E_{V}-E}$
Äquivalente Zustandsdichte:	Äquivalente Zustandsdichte:
$N_L^* = 2M_L \left[\frac{m_n^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right]^{3/2} (M_L \text{ ist meist 1})$	$N_V^* = 2 \left[\frac{m_p^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right]^{3/2}$
$\Rightarrow n = N_L^* \cdot e^{-\frac{E_L - E_F}{k_B T}} $ (mit Boltzmannnäherung)	$\Rightarrow p = N_V^* \cdot e^{-\frac{E_F - E_V}{k_B T}} $ (mit Boltzmannnäherung)

Intrinsische Elektronen-/Löcherdichte: $n_i = p_i = \sqrt{N_L^* N_V^*} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$

Zusammenhang der Teilchendichten: $n \cdot p = n_i^2$

Fermienergie: $E_F = \frac{E_V + E_L}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln \left(\frac{N_V^*}{N_L^*} \right)$

Thermodynamisches Gleichgewicht: $n + N_A^- = p + N_D^+$

 N_A^- : Anzahl der Akzeptoren (=0 bei n-dot); $N_A^- = N_A$ vollständige N_D^+ : Anzahl der Donatoren (=0 bei p-dot); $N_D^+ = N_D$ Ionisation

$$\left[N_{A}^{-} \right] = \left[N_{d}^{+} \right] = \left[n \right] = \left[p \right] = cm^{-3}$$

8 6.2.2008

Ladungsträgereigenschaften

Leitfähigkeit:

Ladungsträgerbeweglichkeit: $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$

 $\vec{v} = \pm \mu \cdot \vec{E}$ (negatives VZ \rightarrow Elektronen, positives VZ Löcher → Löcher)

7. Dielektrische Eigenschaften von Festkörpern

Permittivität

Dielektrische Verschiebung: $\overrightarrow{D} = \varepsilon \overrightarrow{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 \overrightarrow{E} = \varepsilon_0 (1 + \gamma) \overrightarrow{E} = \varepsilon_0 \overrightarrow{E} + \overrightarrow{P}$

Frequenzabhängige Permittivität:

Komplexe relative Permittivität: $\varepsilon_r = \varepsilon' - j\varepsilon'' = |\varepsilon_r| e^{-j\delta}$

Für
$$0 < \omega < 2\pi \cdot 10^{10} Hz$$

$$\begin{cases}
\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{stat} - \varepsilon_{\infty}}{1 + \omega^{2} \tau^{2}} & \varepsilon_{stat} = \varepsilon (\omega = 0) \\
\varepsilon''(\omega) = \frac{\varepsilon_{stat} - \varepsilon_{\infty}}{1 + \omega^{2} \tau^{2}} \omega \tau & \varepsilon_{\infty} = \varepsilon (\omega \approx 2\pi \cdot 10^{10} Hz)
\end{cases}$$

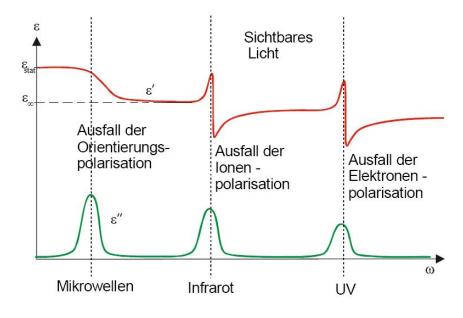
$$tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\omega \tau}{1 + \frac{\varepsilon_{\infty}}{\varepsilon_{stat} - \varepsilon_{\infty}} \left(1 + (\omega \tau)^{2}\right)}$$

Verlustfaktor:

Restleitfähigkeit des Dielektrikums:

Relaxationszeit:

 $\sigma_{\text{Rest}} = \varepsilon \, "\cdot \varepsilon_0 \cdot \omega$ $\tau = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{stat}}}{\varepsilon_{\text{co}}}} \cdot \frac{1}{2\pi f_g} = \frac{1}{2\pi f_r} \qquad f_g : \tan \delta \big|_{f = f_g} \text{ maximal}$ $f_r : \varepsilon \, "\big|_{f = f_g} \text{ maximal}$



- Im technisch relevanten Bereich (f<100GHz) nur Ausfall der Orientierungspolarisation
- Wenn Polarisationsart nicht vorhanden, dann ε' im zugehörigen Bereich konstant und ε " =0

Polarisation

 $\vec{P} = N \cdot \vec{p} = N \varepsilon_0 \alpha \vec{E_a}$ $\vec{E_a}$: außen anliegendes Feld

N: Atomdichte
α: Polarisierbarkeit des Atoms \overrightarrow{E} : außen anliegendes Feld

Polarisation:

Claudius-Mosotti-Gleichung
$$\frac{\alpha N}{2} = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r} < \varepsilon_r$$

$$\frac{\alpha N}{3} = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \Leftrightarrow \varepsilon_r = 1 + \frac{\alpha N}{1 - \frac{\alpha N}{3}}$$
 Lorentz-Feld (kann oft vernachlässigt werden)

Elektronische Polarisation

Elektronenhülle verschiebt sich auf Grund eines anliegenden elektrischen Feldes

→ induziertes Dipolmoment

tritt immer auf

Polarisierbarkeit: $\alpha = 4\pi R^3$

 $[P] = \frac{As}{m^2}$ $[\alpha] = m^3$

Ionische Polarisation

Positive und negative Ionen werden durch ein äußeres elektrisches Feld gegeneinander verschoben -> Dipolmoment: $p = \Delta r \cdot q$ Δr : zusätzlicher Abstand der Ionen

 Δr berechnen:

$$F_r = \frac{\partial U}{\partial r} \text{ mit Potential U}$$

$$F_r(r_0) = 0$$

$$F_{r}(r_{0} + \Delta r) = -F_{el} \xrightarrow{\text{Taylorreihe von } F_{r}} F_{r}(r_{0}) + \frac{\partial F_{r}}{\partial r} \bigg|_{r=r_{0}} \cdot \Delta r = -qE \Leftrightarrow \Delta r = -\frac{qE}{\frac{\partial F_{r}}{\partial r}}$$

<u>Orientierungspolarisation</u>

Permanente Dipole richten sich im äußeren elektrischen Feld (teilweise) aus

Polarisation: $P = N \cdot p \cdot \overline{\cos \theta}$

 θ : Winkel zwischen p und anliegendem Feld E r_0 : Abstand zweier Ionen

Dipolmoment: $p = r_0 \cdot a$

q: Ladung der Ionen

Langevin-Funktion: $\overline{\cos \theta} = L(v) = \coth v - \frac{1}{v}$ mit $v = \frac{E \cdot p}{k_B T}$

 $f\ddot{u}r\ gro\beta e\ v$: $\coth v \to 1 \Longrightarrow L(v) = 1$

für kleine v: $\coth v \approx \frac{1}{v} + \frac{v}{3} (+...) \Rightarrow L(v) = \frac{v}{3}$

10 6.2.2008

8. Magnetische Eigenschaften von Festkörpern

 $\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_r \mu_0 \vec{H}$ Magentische Flussdichte:

 $\vec{\mathbf{B}} = \mu_0 \vec{\mathbf{H}} + \vec{\mathbf{J}} = \mu_0 (\vec{\mathbf{H}} + \vec{\mathbf{M}})$

Magentische Suszeptibilität: $\chi^m = \mu_r - 1 = \frac{1}{\mu_o} \frac{J}{H} = \frac{M}{H}$

Erscheinungsformen des Magnetismus:

 $\mu_r < 1$ und $\chi^m < 0$: Diamagnetismus

 $\mu_r > 1$ und $\chi^m > 0$: Paramagnetismus

 $\mu_r >> 1$ und $\chi^m >> 1$: Ferromagnetismus

B: magn. Flussdichte/Induktion

H: magnetische Feldstärke

M: Magnetisierung

J: magnetische Polarisation

 μ_r : relative Permeabilität

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \, \frac{Vs}{Am}$$

 $\left[\overrightarrow{\mathbf{B}}\right] = \left[\overrightarrow{\mathbf{J}}\right] = \frac{\mathbf{V}\mathbf{s}}{\mathbf{m}^2} = \mathbf{T}$

$$\left[\overrightarrow{H}\right] = \left[\overrightarrow{M}\right] = \frac{A}{m}$$

8.1 Elementare Magnetische Dipolmomente

 $\vec{L} = \vec{r} \times m_0 \vec{v} = m_0 r^2 \vec{\omega}$ Mechanischer Drehimpuls:

 $\vec{m} = -e \frac{\vec{\omega}}{2\pi} \cdot \pi r^2 = -\frac{e}{2m_0} \cdot \vec{L}$ Magnetisches Moment:

r: Radius

m₀: Masse des Elektron

ω: Kreisfrequenz

S, L, J: siehe Punkt 1.2

 $g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$ $\vec{L} = \frac{kg \cdot m^2}{s} = VAs^2$ Gyromagnetisches Verhältnis:

Beträge einsetzen für L.J. S

8.2 Diamagnetismus

Der Diamagnetismus tritt immer auf, wird aber vom Para- und Ferromagnetismus überlagert und ist temperaturunabhängig.

Diamagnetische Suszeptibilität:

$$\chi_{\text{dia}}^{\text{m}} = \frac{\vec{M}}{\vec{H}} = N \frac{\vec{m}}{\vec{H}} = -\frac{N}{6m_0} \cdot Z^* \cdot e^2 \cdot \overline{r^2} \cdot \mu_0$$

N: Atomdichte

 $\overline{r^2}$: Erwartungswert des effektiven Bahnradius

Z*: effektive Kernladungszahl (Anzahl der Elektronen auf der äußeren Schale abzüglich den Leitungselektronen)

8.3 Paramagnetismus

Tritt auf bei Molekülen bzw. Atomen mit magnetischem Dipolmoment, d.h. wenn die Elektronenschalen nicht abgeschlossen sind und ist temperaturabhängig.

Paramagnetische Magnetisierung:

$$M_{para} = \frac{Ng^{2}J(J+1)\mu_{B}^{2}\mu_{0}H}{3k_{B}T}$$

 $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \, Am^2$ Bohr'sche Magneton

Paramagnetische Suszeptibilität:

$$\begin{split} \chi_{\text{para}}^{\text{m}} &= \frac{C}{T} \\ \text{mit} \qquad C &= \frac{N \mu_0 g^2 J(J+1) \mu_B^2}{3 k_{_{\rm B}}} \end{split}$$

Magnetisches Dipolmoment:

$$\boldsymbol{M}_z = -\boldsymbol{g} \cdot \boldsymbol{\mu}_B \cdot \boldsymbol{J}$$

Betrag des Dipolmoments:

$$\mid \vec{M} \mid = \underbrace{g \cdot \sqrt{J(J+1)}}_{} \cdot \mu_{\scriptscriptstyle B}$$

Effektive Magnetonenzahl

8.4 Leitungselektronen

Paramagnetische Suszeptibilität:

$$\left. \begin{array}{l} \chi_{para}^{m} = \frac{3}{2} \cdot n \cdot \frac{\mu_{0} \mu_{B}^{2}}{k_{B} T_{F}} \\ \chi_{dia}^{m} = -\frac{1}{3} \chi_{para}^{m} \end{array} \right\} \quad \chi^{m} = \chi_{para}^{m} + \chi_{dia}^{m} = \frac{n \mu_{B}^{2}}{k_{B} T_{F}} \mu_{0}$$

Diamagnetische Suszeptibilität:

$$\chi_{dia}^{m}=-\frac{1}{3}\chi_{para}^{m}$$

$$\chi^{m} = \chi^{m}_{para} + \chi^{m}_{dia} = \frac{n\mu_{B}^{2}}{k_{B}T_{F}} \mu_{C}$$

Fermienergie:

$$E_F = k_B T_F = \frac{\hbar^2}{2m_a} (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}$$

8.5 Ferromagnetismus

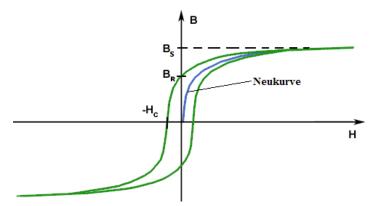
Ferromagnetismus tritt nur bis zur Curie-Temperatur auf. Danach Paramagnetismus!

Curie-Weiss-Gesetz:

$$\chi^{m} = \frac{C}{T - \Theta}$$

 $\chi^{m} = \frac{C}{T - \Theta}$ (\Theta = paramagnetische Curie-Temperatur)

Hystereseverluste:



 B_S : Sättigung

 B_R : Remanente Flussdichte (Restmagnetisierung auch wenn kein äußeres H-Feld mehr anliegt)

 H_C : koerzitive Feldstärke (benötigt um Magnetisierung zu beseitigen)

Verlustdichte: $w_V = \oint BdH$

Wichtige Konstanten:

$Avogadrokonstante N_A$	$6,022 \cdot 10^{23} mol^{-1}$	Normaltemp. T_0	300K
$Boltzmannkonstante k_B$	$1,3807 \cdot 10^{-23} J/K$	Planckkonst. h	$6,6261 \cdot 10^{-34} Js$
	/ K	\hbar	$1,05457 \cdot 10^{-34} Js$
Bohr'sches Magneton $\mu_{\scriptscriptstyle B}$	$9,27 \cdot 10^{-24} Am^2$		
Elektrische Feldkonst. $arepsilon_0$	$8,8542 \cdot 10^{-12} \frac{C}{Vm}$		
Elektron Ruhemasse m _e	$9,1094\cdot10^{-31}kg$		
Elementarladung e	$1,6022 \cdot 10^{-19} C$		
Gaskonstante R	$8,3145 \frac{J}{K \cdot mol}$		
Magnetische Feldkonst. μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} Vs/Am$		
$Normaldruck p_0$	1013 mbar		

13 6.2.2008

Merck KGaA, 64271 Darmstadt,

