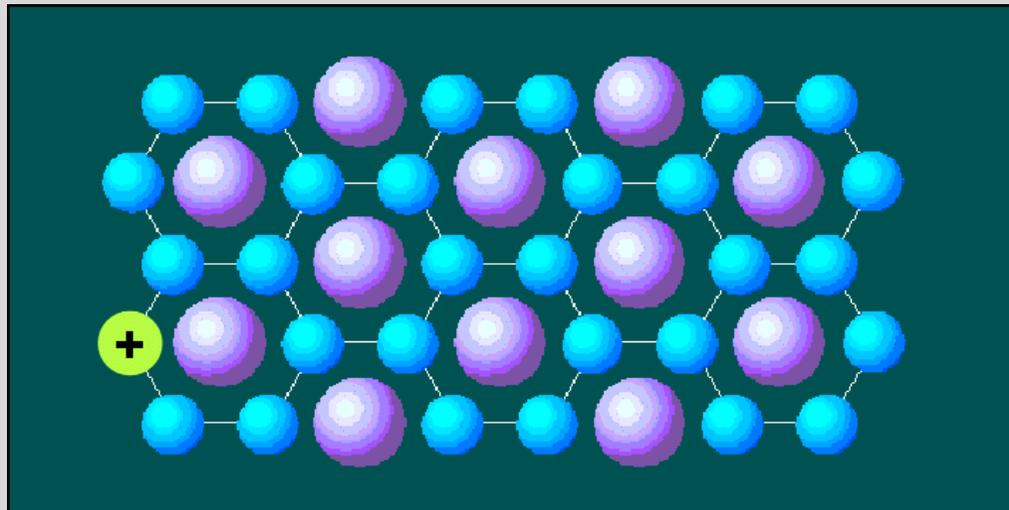


Kapitel 2

Leiterwerkstoffe und ihre Bauelemente



[<http://www.ionotec.com/>]

Kapitel 2

Leiterwerkstoffe und ihre Bauelemente

- 2.1 Einführung
- 2.2 Klassische Bandleiter
- 2.3 Halbleitende Metalloxide
- 2.4 Elektronische Hoppingleiter
- 2.5 Ionische Hoppingleiter
- 2.6 Supraleiter

2.1 Einführung

Elektrische Leitfähigkeit von Werkstoffen

Definition: Leitfähigkeit

In linearer, isotroper Materie ist das angelegte elektrische Feld E proportional zur fließenden Stromdichte J (Ohmsches Gesetz).

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E}$$

σ : elektrische Leitfähigkeit

Für den spezifischen Widerstand gilt: $\rho = \frac{1}{\sigma}$

Leitfähigkeit eines Materials

$$\sigma = \sum_i \sigma_i = e_0 \cdot \sum_i |z_i| \cdot n_i \cdot \mu_i$$

e_0 : Elementarladung

z_i : Ladungszahl

n_i : Konzentration

μ_i : Beweglichkeit

} der Ladungsträgerart i
(Elektronen, Ionen, etc.)

Die physikalische Deutung dieser Beziehung, die Querempfindlichkeit der Leitfähigkeit zu anderen physikalischen Größen (z.B. Temperatur) und die Anwendung in Bauelementen ist Gegenstand des folgenden Kapitels.

2.1 Einführung

Modelle des Ladungstransports im Überblick

klassische Theorie

Freies
Elektronengas

Geschwindigkeit
gemäß Boltzmann-
Verteilung (ideales
Gas)

Metalle (reine
Elektronenleiter)

Bandleiter

Quasifreie
Elektronen/ Löcher

Besetzung gemäß
Fermi-Verteilung
(Quantentheorie)

Metalle, Halbleiter,
Isolatoren

Hoppingleiter

Lokalisierte
Ladungsträger

Valenzaustausch,
Beweglichkeit von
Polaronen

Halbleitende Metall-
oxide, Ionenleiter

Supraleiter

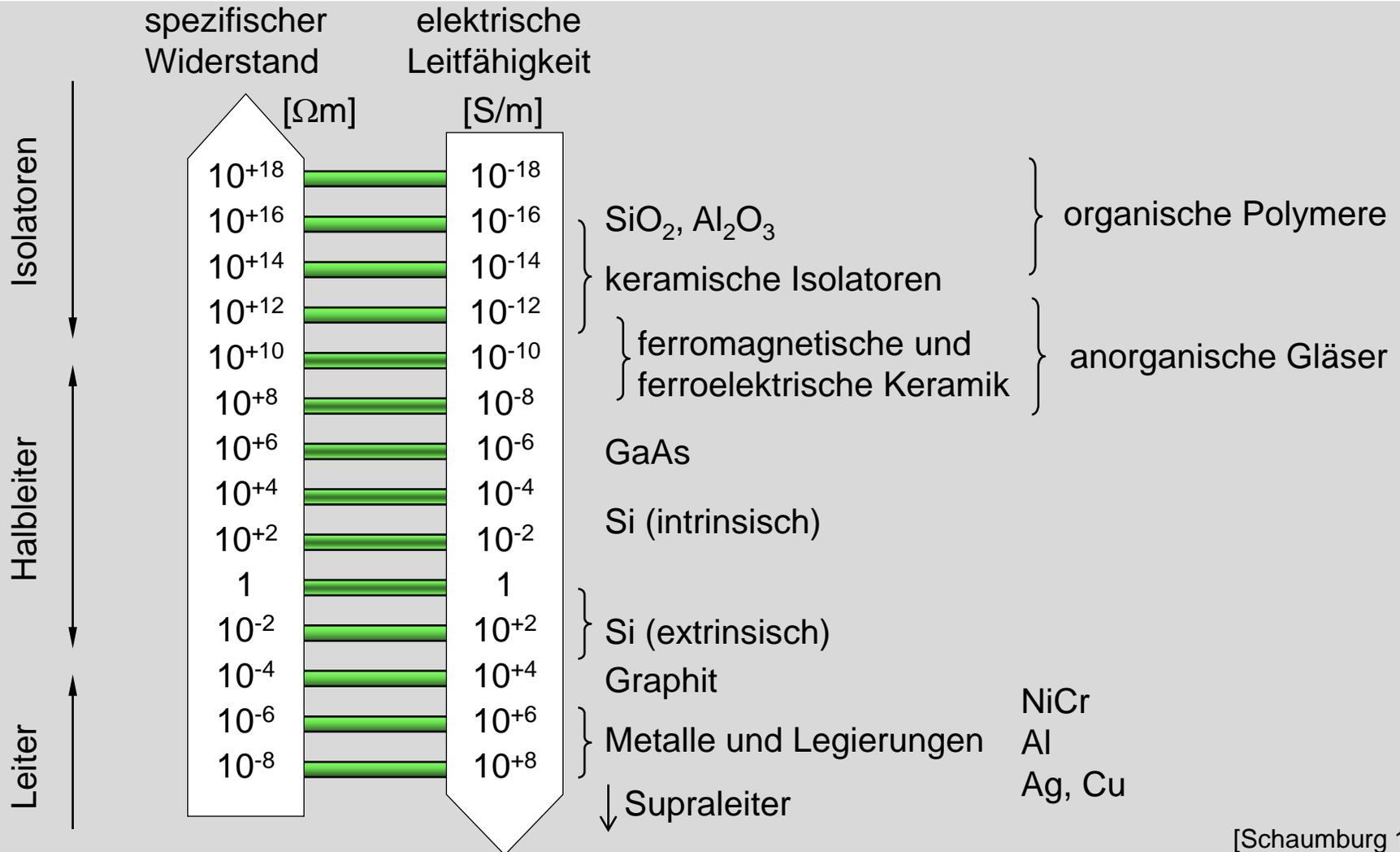
Elektronen in
Cooper-Paaren

Paarkopplung
kompensiert Stöße
am Atomgitter

Supraleitende Metalle,
SL - Legierungen

2.2 Klassische Bandleiter

Übersicht: Spezifischer Widerstand und Leitfähigkeit

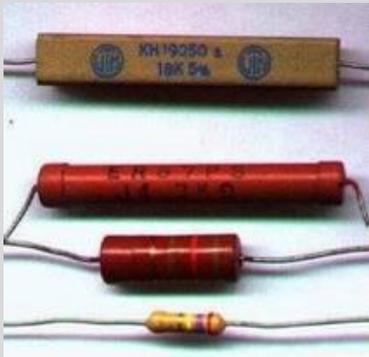


[Schaumburg 1990]

2.1 Einführung

Anwendung von Leiterwerkstoffen in Bauelementen (1)

Widerstände,
Leiter und Kontakte



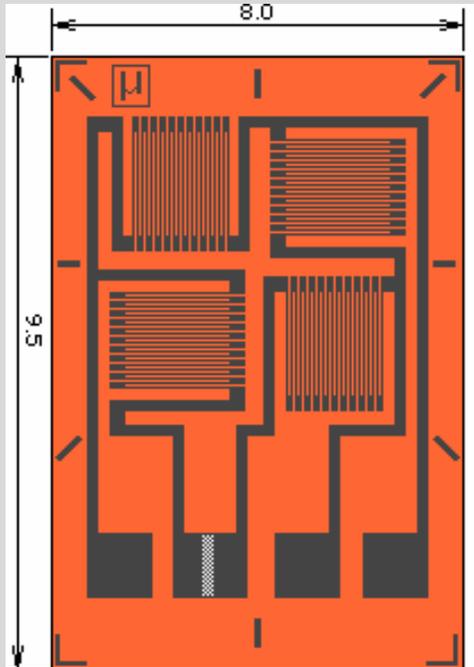
Resistive Temperatursensoren,
NTC-Thermistoren und Thermoelemente



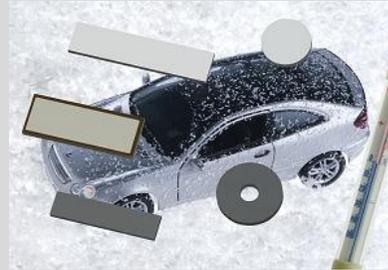
2.1 Einführung

Anwendung von Leiterwerkstoffen in Bauelementen (2)

Dehnmessstreifen (DMS)



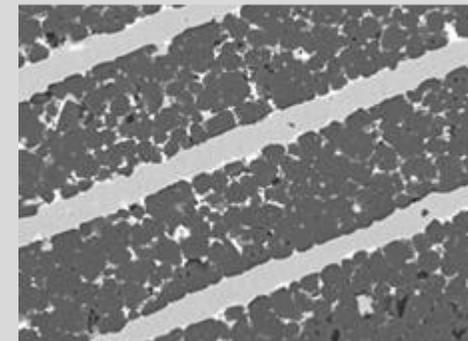
Kaltleiter (PTCs)



Varistoren



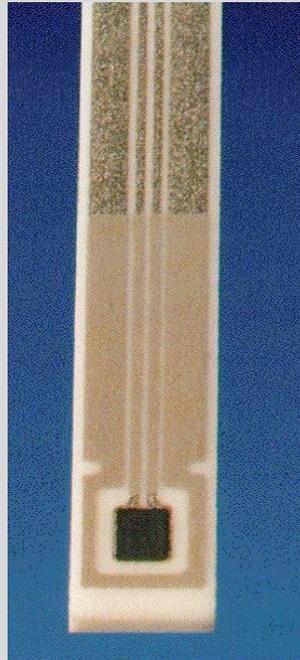
Microstructure ZnO-Varistor



2.1 Einführung

Anwendung von Leiterwerkstoffen in Bauelementen (3)

Lambdasonden und
resistive Abgassensoren



Supraleiter für
magnetische Anwendungen



2.2 Klassische Bandleiter

Wegbereiter der klassischen Leitungstheorie



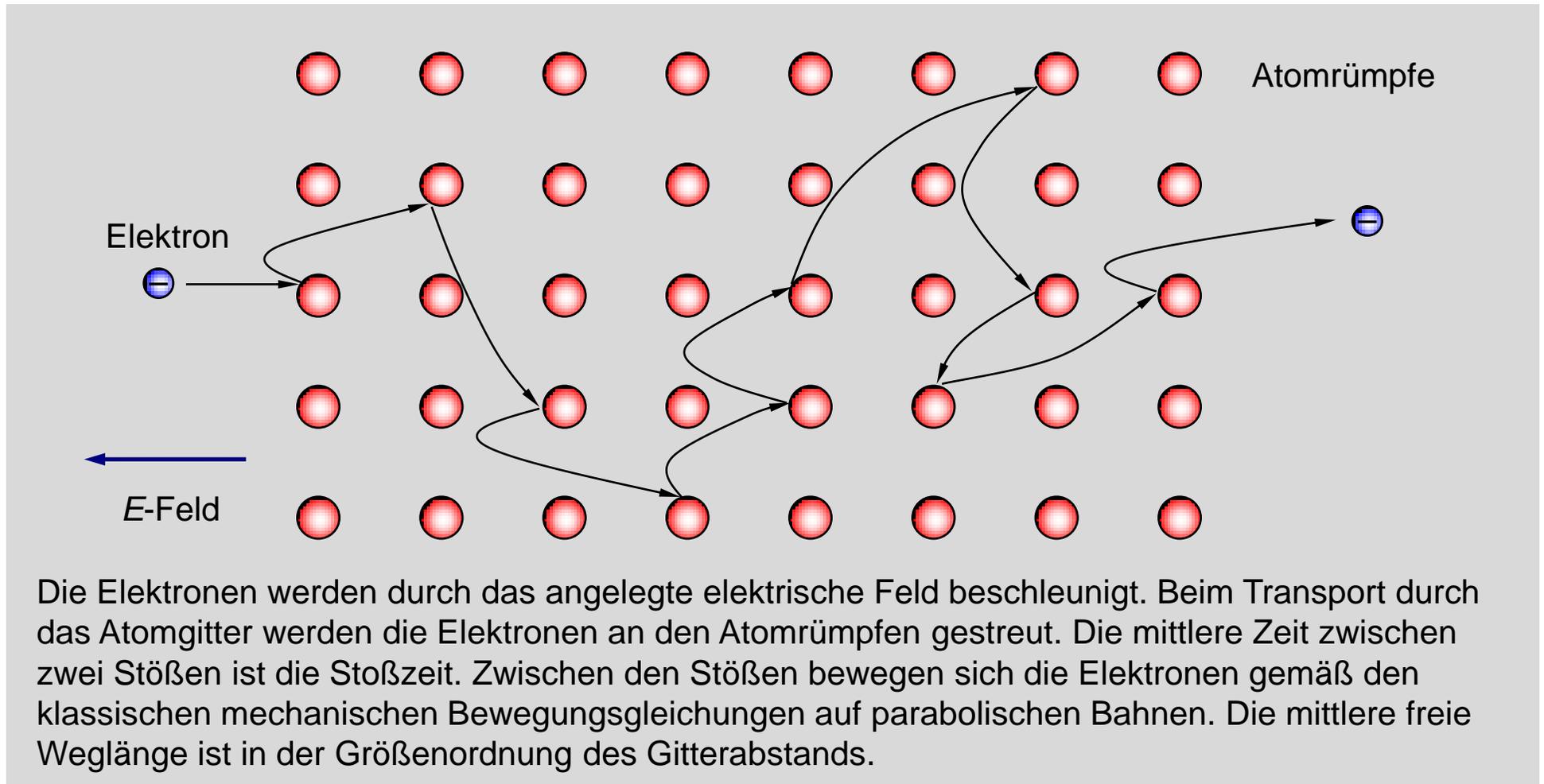
Paul Drude
*1863 †1906

Im Jahre 1900, drei Jahre nach der Entdeckung des Elektrons durch Thomson, legte Paul Drude den Grundstein für ein Verständnis der elektrischen Leitfähigkeit, der Wärmeleitfähigkeit sowie den optischen Eigenschaften von Metallen.

[<http://www.pdi-berlin.de/drude.pdf>]

2.2 Klassische Bandleiter

Vorstellung der elektronischen Leitfähigkeit nach Drude



2.2 Klassische Bandleiter

Gleichungen des Drude-Modells

- Beschleunigung des Elektrons zwischen zwei Stößen

$$a = \frac{e_0}{m} \cdot E$$

- Mittlere Geschwindigkeit v des Elektrons

$$\bar{v} = v_D = \frac{e_0 \cdot E}{m} \cdot \tau$$

- Stromdichte

$$j = n \cdot e_0 \cdot v_D$$

- Ohmsches Gesetz

$$j = \frac{n \cdot e_0^2 \cdot \tau}{m} \cdot E = \sigma \cdot E$$

- Beweglichkeit

$$\text{Def: } \mu = \frac{v_D}{E} = \frac{e_0 \cdot \tau}{m}$$

- Ergänzung um Löcher (Defektelektronen)

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_p = e_0 \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p)$$

- Allgemeine Leitfähigkeit:

$$\sigma_{\text{gesamt}} = \sum_i \sigma_i = e_0 \cdot \sum_i |z_i| \cdot n_i \cdot \mu_i$$

e_0 : Elementarladung; m : Elektronenmasse;
 $v_m = v_D$: Driftgeschwindigkeit; E : el. Feldstärke;
 τ : mittlere Flugdauer zwischen Kollisionen;
 n, p : Ladungsträgerdichten; z_i : Ladungszahl

[Rudden 1995]

2.2 Klassische Bandleiter

Übersicht Eigenschaften von Metallen

Metall	ρ $10^{-6} \Omega \text{ cm}$	μ^* $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$	τ^* 10^{-14} s	L $10^{-8} \text{ V}^2 \text{K}^{-2}$
Ag	1,62	66	3,7	2,31
Cu	1,68	44	2,5	2,28
Au	2,22	48	2,7	2,38
Al	2,73	13	0,7	2,22
Na	4,74	50	2,8	2,23
W	5,39	9,2	0,5	2,39
Zn	6,12	7,8 (+)	0,4	2,37
Cd	7,72	8,7 (+)	0,5	2,54
Fe	9,71	3,8	0,2	2,39
Pt	10,5	8,9	0,3	2,57
Sn	12,2	3,5	0,4	2,62
Pb	20,8	2,0 (+)	0,3	2,49

spezifischer Widerstand
 Ladungsträgerbeweglichkeit
 Stoßzeit
 Lorenz-Zahl

Werte bei
Raumtemperatur

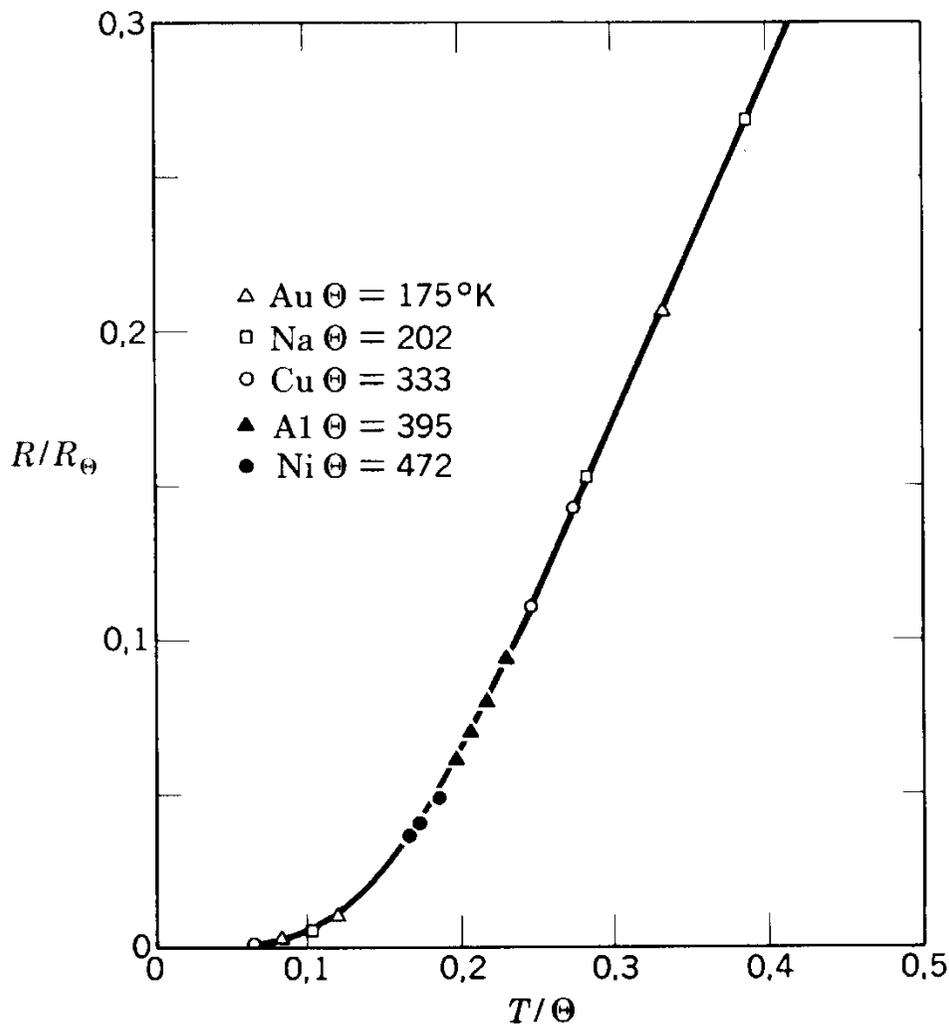
(+) Löcherleitung

* Berechnet aus μ mit
Elektronendichten, die
sich aus der Anzahl
der Valenzelektronen n
ergeben und effektiver
Masse $m_n = m$

[Arlt 1989]

2.2 Klassische Bandleiter

Regel nach Grüneisen für die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit



$$\rho \propto T \cdot G(\Theta_D / T)$$

$$G(x) = x^{-4} \cdot \int_0^x \frac{s^5}{(e^s - 1) \cdot (1 - e^{-s})} ds$$

Diese Funktion ergibt
Proportionalität zu

$$\rho \propto T \text{ für } T > \Theta_D$$

$$\rho \propto T^5 \text{ für } T < \Theta_D$$

$$x = \Theta_D / T$$

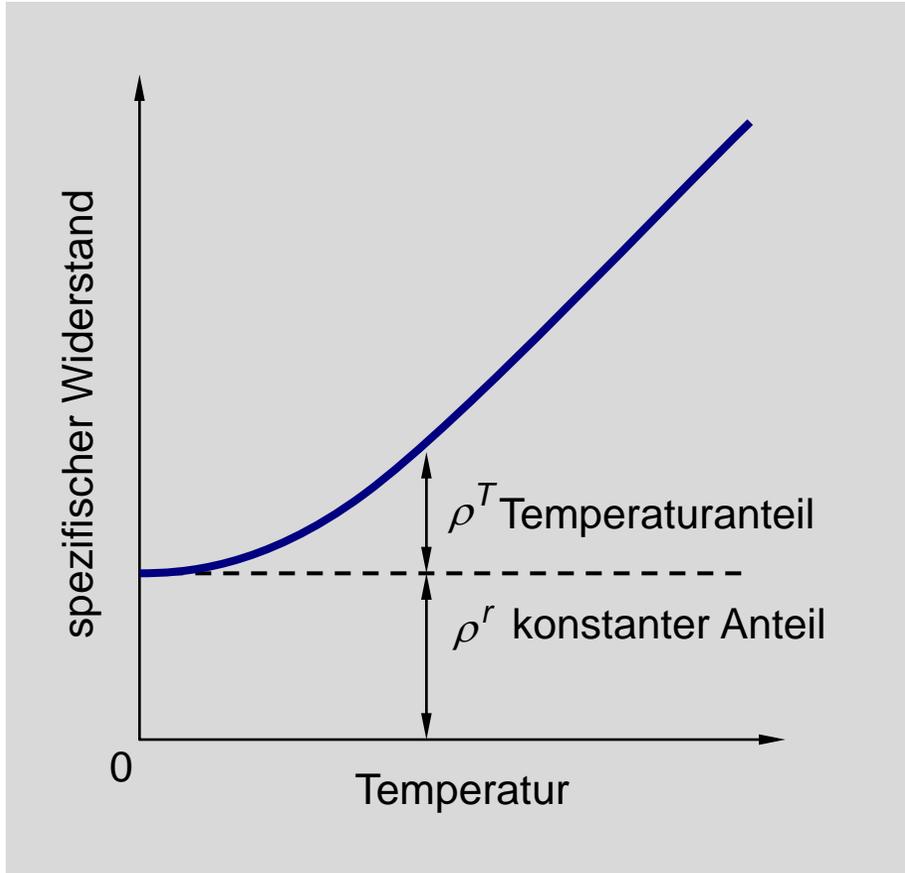
s = Variable

e = Exponentialfunktion

Θ_D = Debye-Temperatur

2.2 Klassische Bandleiter

Regel nach Matthiessen für die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit



Matthiessensche Regel

$$\rho = \rho^T(T) + \rho^r$$

Wärmebewegung
des Gitters

„andere“
Parameter

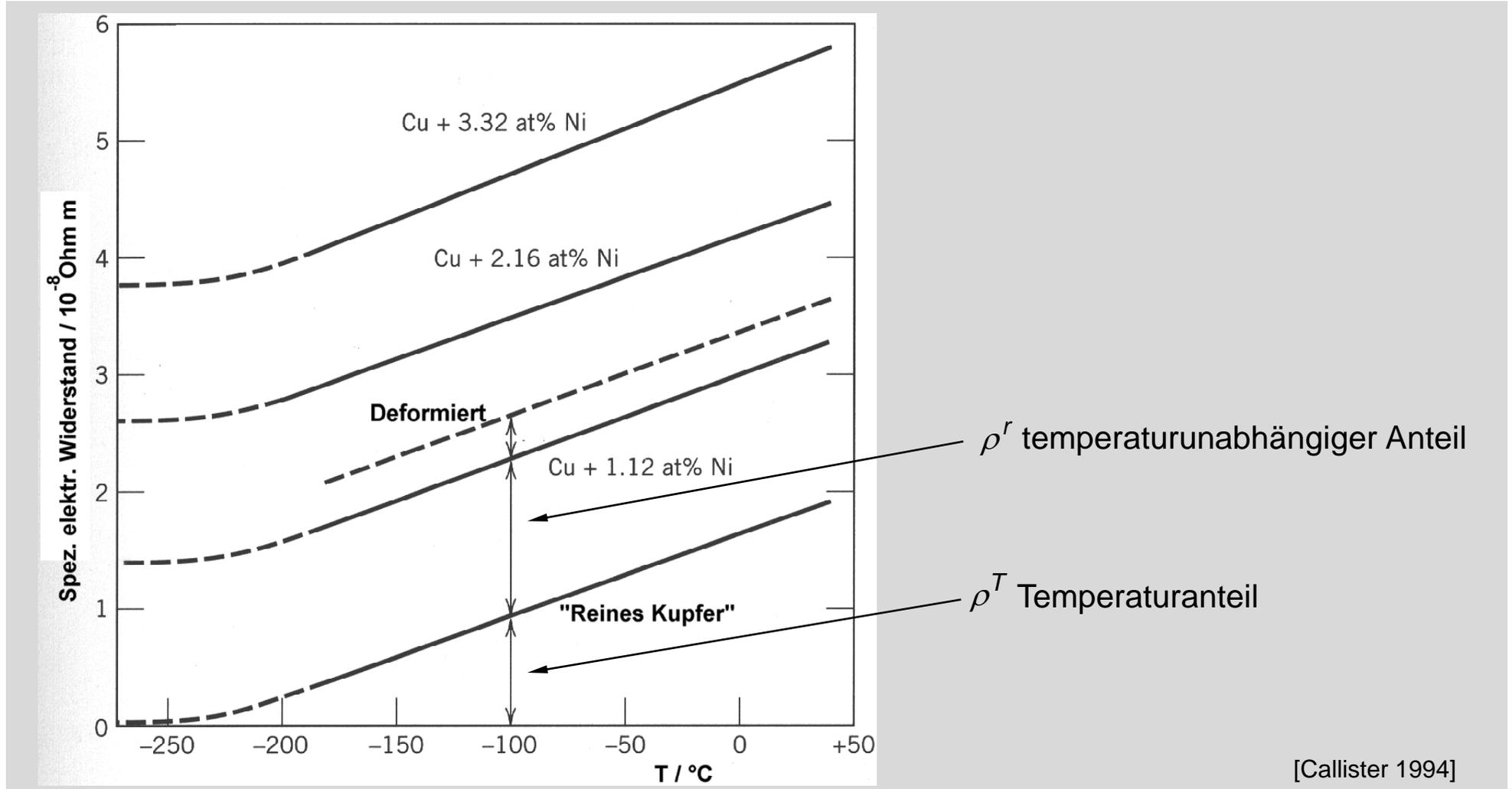
„andere“ temperaturunabhängige Parameter

- Fremdatome
- Versetzungen
- andere Defekte im Gitter
(Korngrenzen, Zweitphasen, ...)

[Schaumburg 1990 , Tipler 1994]

2.2 Klassische Bandleiter

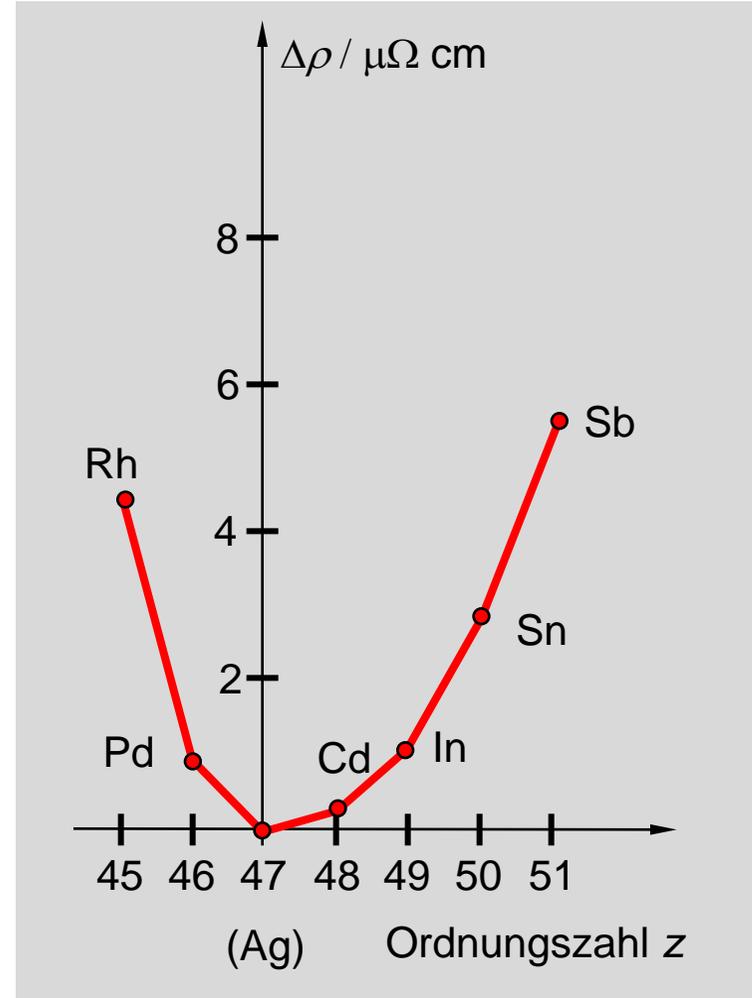
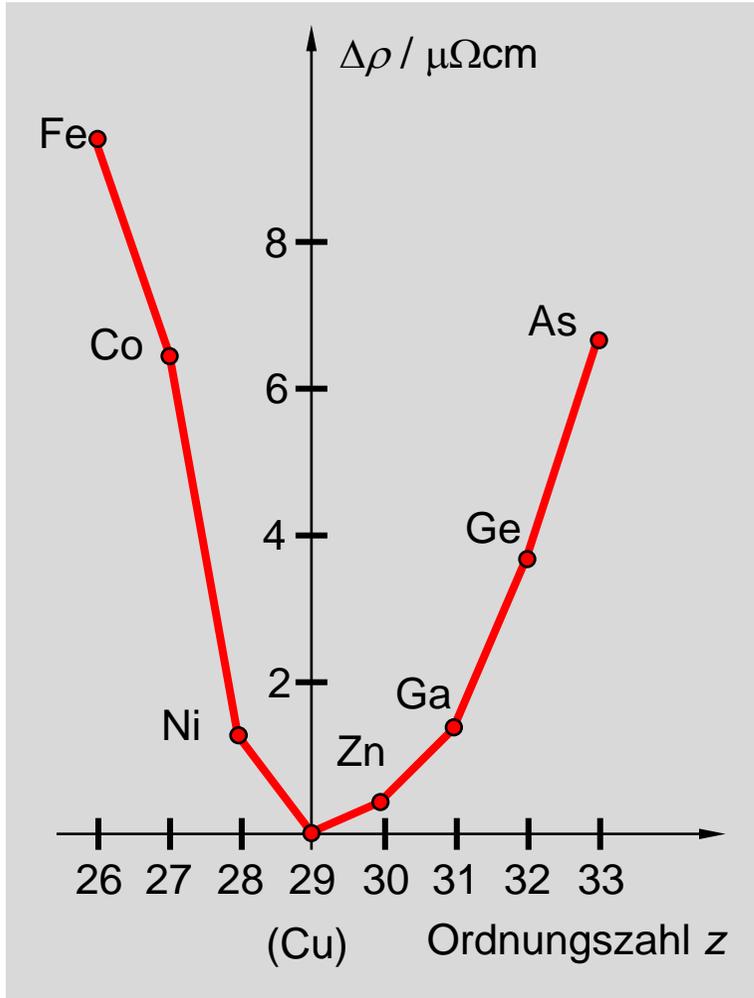
Leitfähigkeit von metallischen Werkstoffen bei tiefen Temperaturen



[Callister 1994]

2.2 Klassische Bandleiter

Widerstandserhöhung durch den Einbau von Fremdatomen



Faustregel

Je größer die Differenz der Ordnungszahlen zwischen den Atomsorten ist (Wirtsgitter und Fremdstoffe), desto größer ist die Erhöhung des elektrischen Widerstands.

2.2 Klassische Bandleiter

Wiedemann-Franz-Gesetz und Lorenz-Zahl

Bekannt: gute elektrische Leiter sind auch gute Wärmeleiter

Empirischer Zusammenhang beschrieben durch:

Wiedemann-Franz-Gesetz

$$L = \frac{\lambda_W}{\sigma} \cdot \frac{1}{T}$$

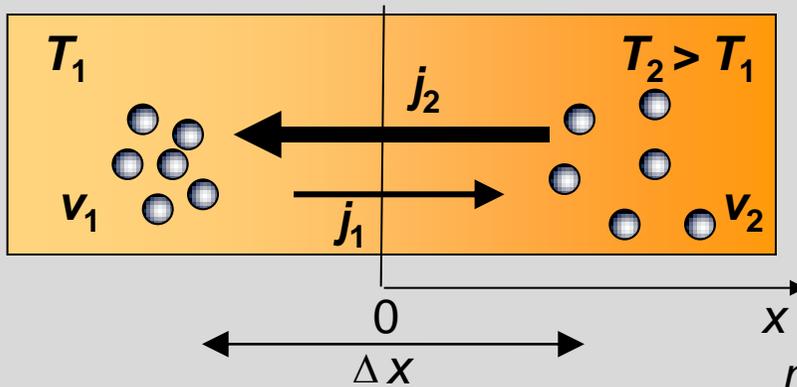
L: Lorenz-Zahl in [V²K⁻²]



2.2 Klassische Bandleiter

Ableitung der Lorenz-Zahl und der therm. Leitfähigkeit für Metallen

- **Drude-Theorie** implizite Annahme: Wärmeleitfähigkeit wird vermittelt durch Elektronen
- Kopplung von Wärme- und Ladungstransport in Metallen und Halbleitern: „**Thermokraft**“
- In nichtmetallischen Festkörpern Wärmetransport durch Phononen



freie Weglänge: $\Delta x = v \cdot \tau$

Unterschied in thermischen Geschwindigkeiten führt zu Netto-Teilchenstromdichte von rechts nach links:

$$j_n = n(v_1 - v_2) \approx -n \frac{dv}{dx} \Delta x = -n \frac{dv}{dT} \frac{dT}{dx} \Delta x$$

Thermische Geschwindigkeit (Abschätzung):

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT \Rightarrow v = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \Rightarrow \frac{dv}{dT} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3k}{mT}} \Rightarrow j_n = -n \frac{3k\tau}{2m} \frac{dT}{dx}$$

Wärmestromdichte: $\Rightarrow q_W = \frac{3}{2} kT \cdot j_n = -\left(\frac{3}{2}\right)^2 \frac{n\tau}{m} k^2 T \frac{dT}{dx} = -\lambda_W \cdot \frac{dT}{dx}$ λ_W : **Wärmeleitfähigkeit**

Lorenz-Zahl: $L = \left(\frac{3}{2}\right)^2 \cdot \frac{k^2}{e_0^2} = 1,67 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2\text{K}^{-2}$

Aus Quantentheorie: $L = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k^2}{e_0^2} = 2,44 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2\text{K}^{-2}$

[Grosse 1979]

2.2 Klassische Bandleiter

Übersicht Metalle

Gruppe	Element	ρ [$\mu\Omega\text{cm}$]	TK_ρ [% / K]	λ_W [W/cmK]	Gruppe	Element	ρ [$\mu\Omega\text{cm}$]	TK_ρ [% / K]	λ_W [W/cmK]
1	Na	4,2		1,4	14	Sn	12	0,43	0,7
	K	6,2		0,9		Pb	21	0,35	0,4
11	Cu	1,7	0,43	4,0	8	Fe	9,7	0,65	0,7
	Ag	1,6	0,41	4,1		Co	6,2	0,60	0,7
	Au	2,2	0,40	3,1		Ni	6,8	0,69	0,9
2	Mg	4,5	0,41	1,4	5 / 6	Ta	13	0,38	0,5
	Ca	3,9	0,42			Cr	14	0,30	0,7
						Mo	5,2	0,40	1,4
						W	5,5	0,40	1,6
12	Zn	5,9	0,42	1,1	9 / 10	Rh	4,5	0,42	0,9
	Cd	6,8	0,42	1,0		Pd	9,8	0,38	0,7
	Hg	97	0,08	0,08		Pt	9,8	0,39	0,7
13	Al	2,7	0,43	2,3					

[von Münch 1993]

2.2 Klassische Bandleiter

Grenzen des Drude-Modells

Drudes Annahmen können in der Festkörperphysik als Äquivalent zu den Bohrschen Postulaten betrachtet werden. Allerdings gibt es einige Fälle, in denen sich das Modell als unzureichend erweist:

1. Die mittlere freie Weglänge Δx und der Gitterabstand λ liegen **nicht** in der gleichen Größenordnung.

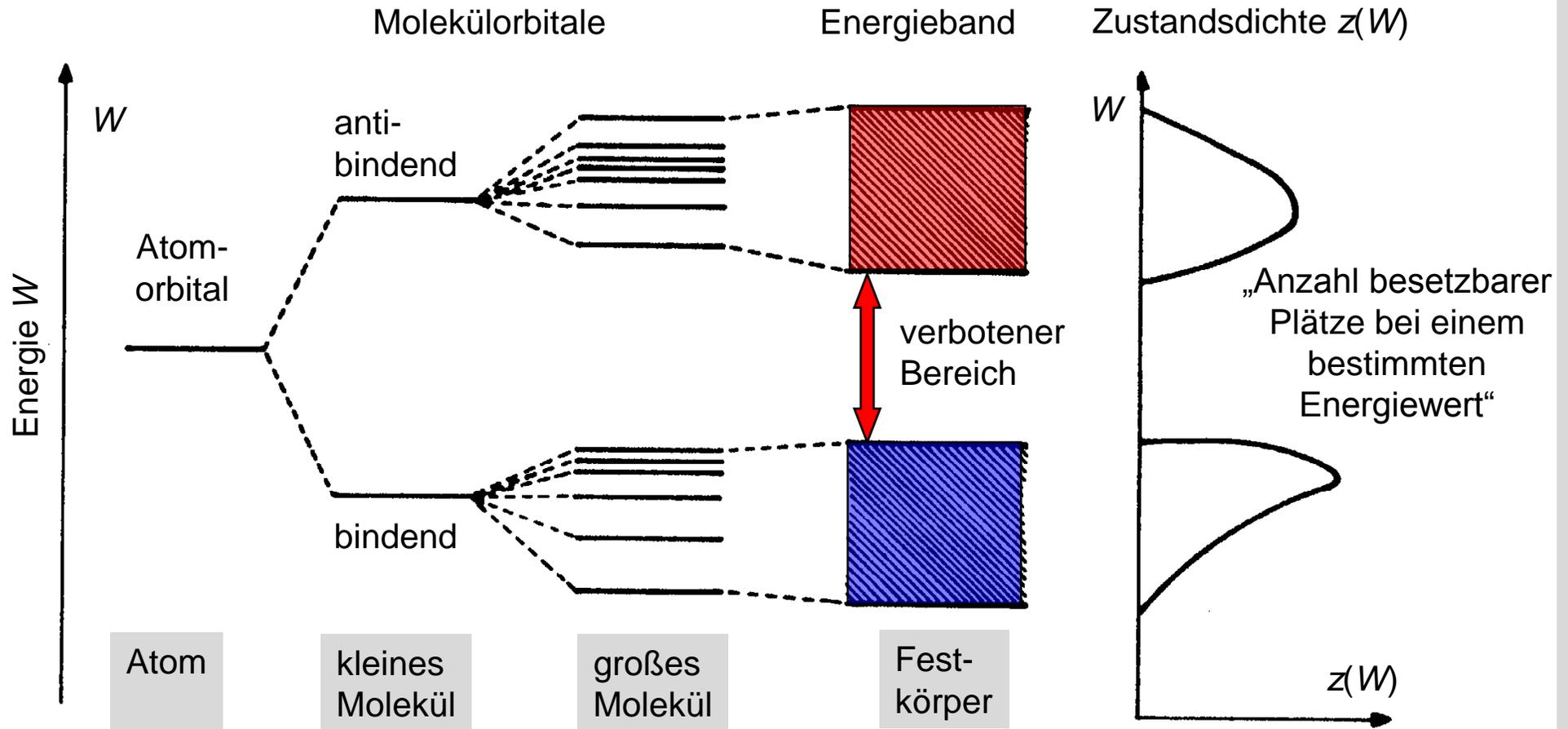
Bsp: λ (Kupfer, 300K) = 0.36 nm; aus $\Delta x = v_D \cdot \tau$ $\sigma = \frac{n \cdot e_0^2 \cdot \tau}{m}$ folgt $\Delta x(\text{Kupfer}) = 2,9 \text{ nm}$.

2. Die experimentellen Werte für die spezifischen Wärmekapazitäten sind **kleiner** als die theoretischen Werte. Wahrscheinlich ist die von Drude benutzte Elektronenkonzentration zu groß, d.h. nur ein Bruchteil der Elektronen im Elektronengas scheint zur spezifischen Wärmekapazität beizutragen.
3. In einer Vorstellungswelt nach Drude wird zwar intuitiv klar, dass bei erhöhter Temperaturmehr Stöße mit dem Gitter stattfinden und sich deshalb der beobachtete Widerstand erhöhen muss. Jedoch wird dieser Effekt nicht quantitativ modelliert, sondern findet sich lediglich implizit in der mittleren Flugzeit des Elektrons wieder.

[Rudden 1995]

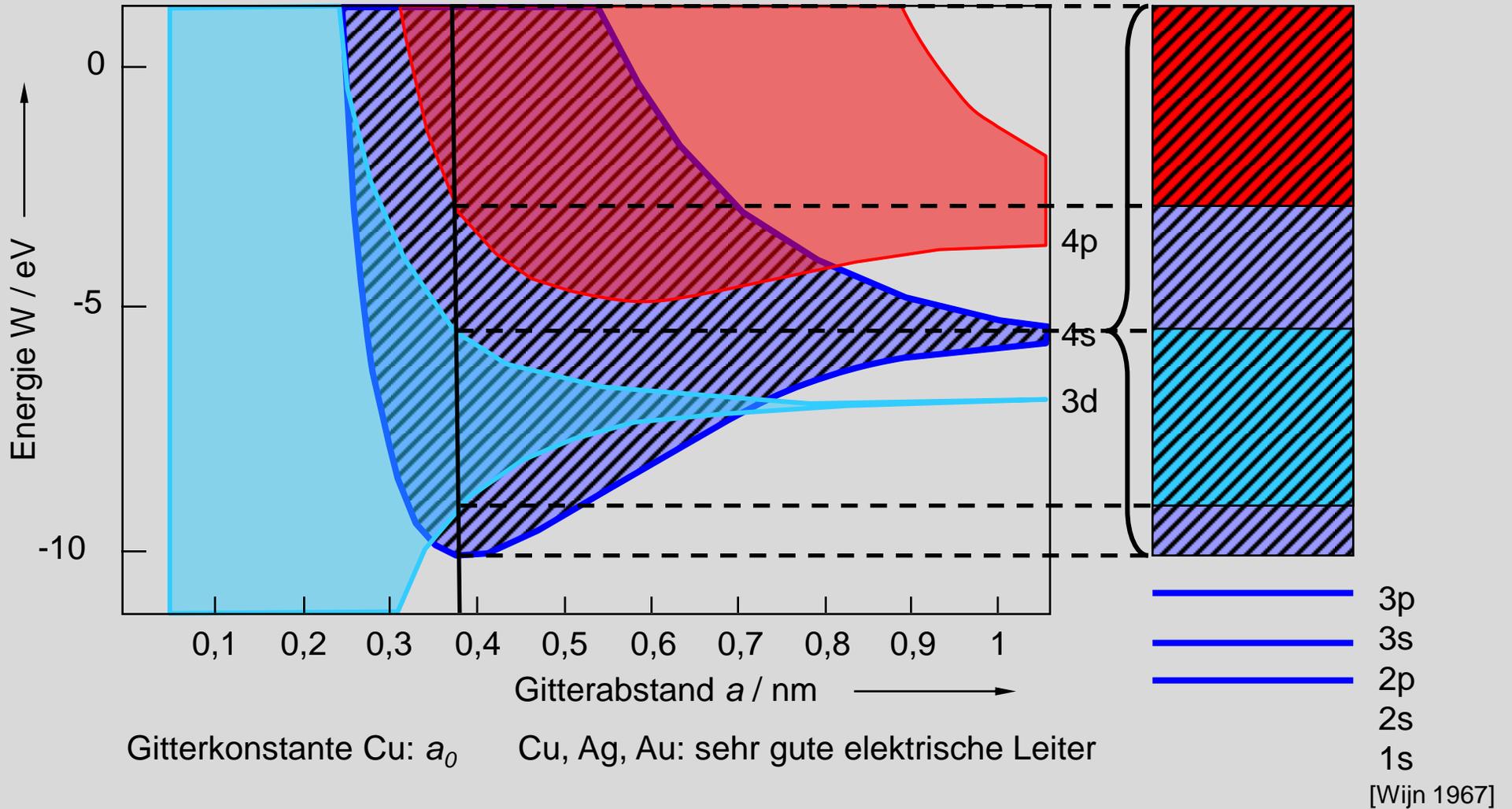
2.2 Klassische Bandleiter

Entstehung von Energiebändern beim Übergang zum Festkörper (2)



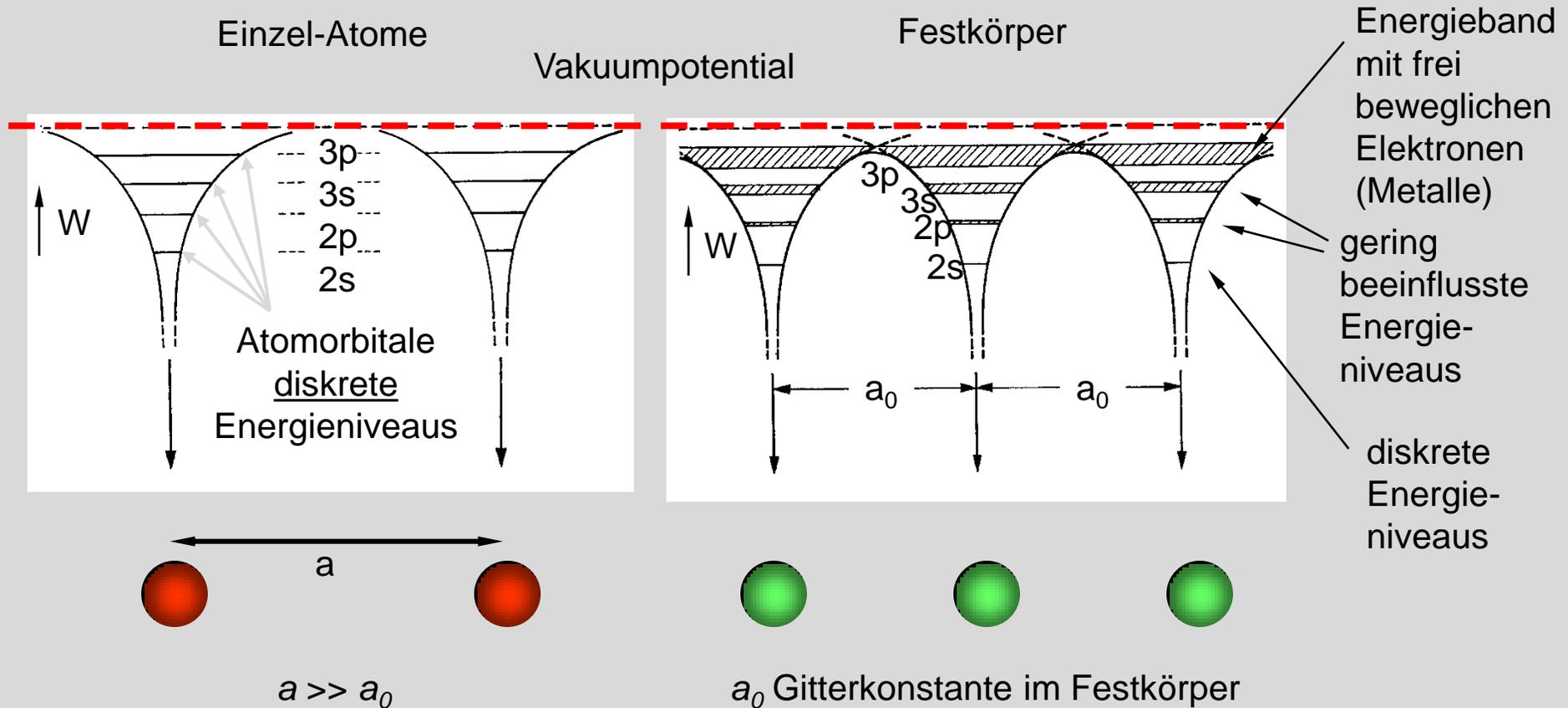
[Cox 1987]

2.2 Klassische Bandleiter Bandschema von Kupfer (Cu)



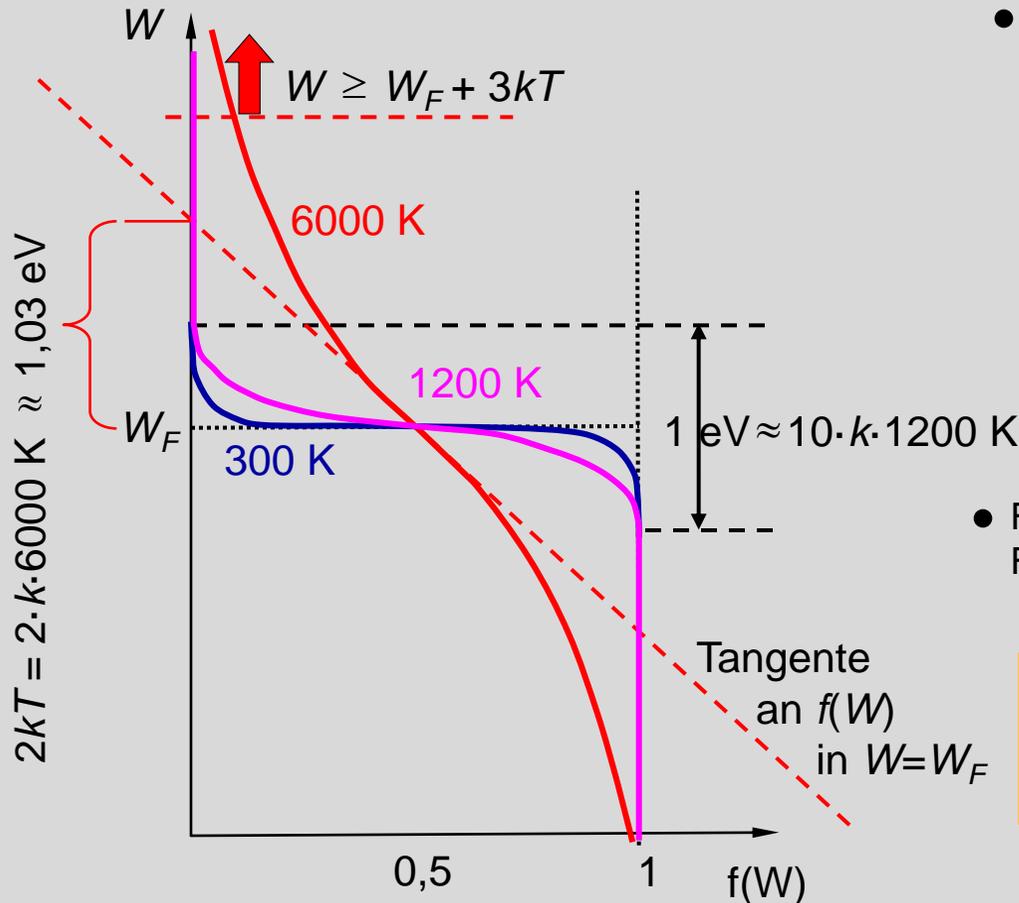
2.2 Klassische Bandleiter

Entstehung von Energiebändern beim Übergang zum Festkörper (1)



[Wijn 1967]

2.2 Klassische Bandleiter Besetzung gemäß Fermi- bzw. Boltzmann-Verteilung



- Fermi-Verteilung der Energiezustände (Fermi-Dirac-Statistik)

$$f(W, T) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - W_F}{kT}}}$$

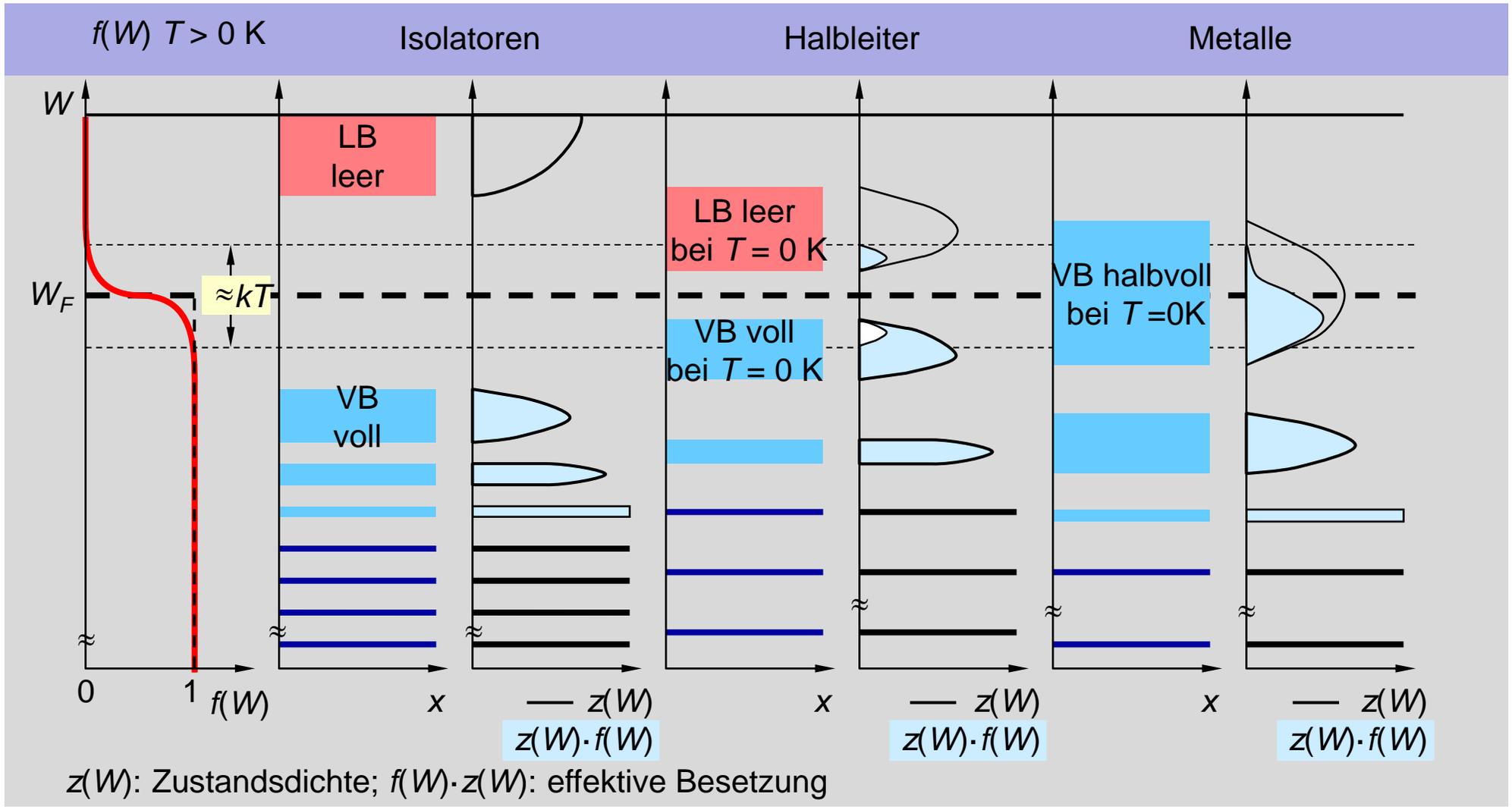
- Für $W \geq (W_F + 3kT)$ Fermi-Verteilung $f(W, T) \rightarrow$ Boltzmann-Verteilung $f_B(W, T)$

$$f(W, T) \approx f_B(W, T) = e^{-\frac{W - W_F}{kT}}$$

[Heime / 3.32]

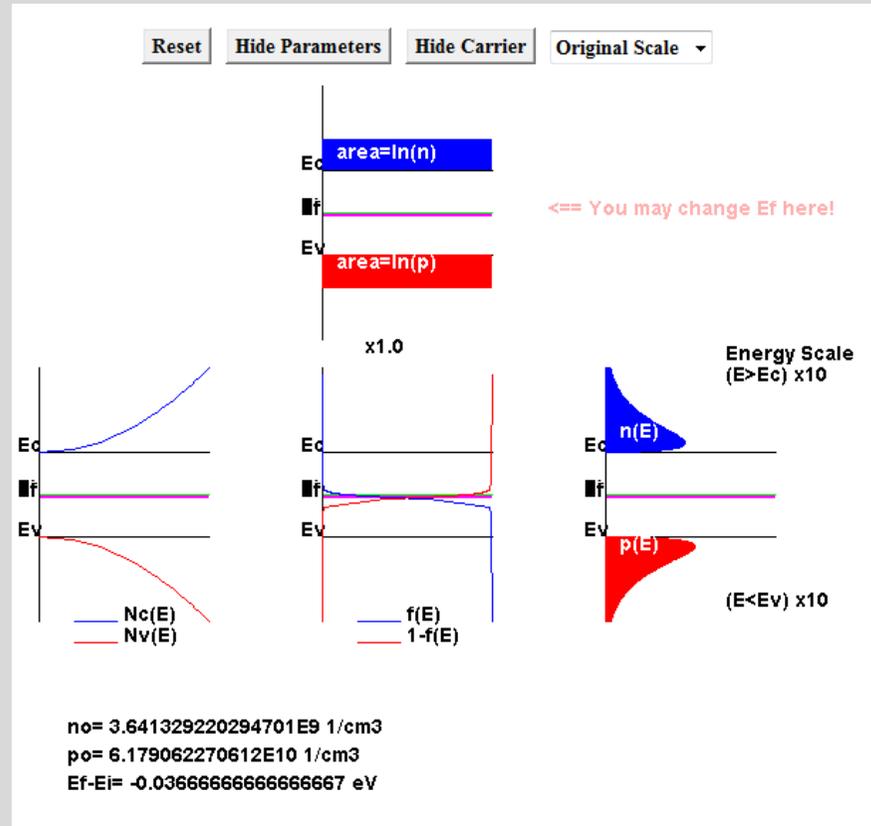
2.2 Klassische Bandleiter

Vergleich der Bandbesetzung bei Isolator, Halbleiter und Metall (1)



2.2 Klassische Bandleiter

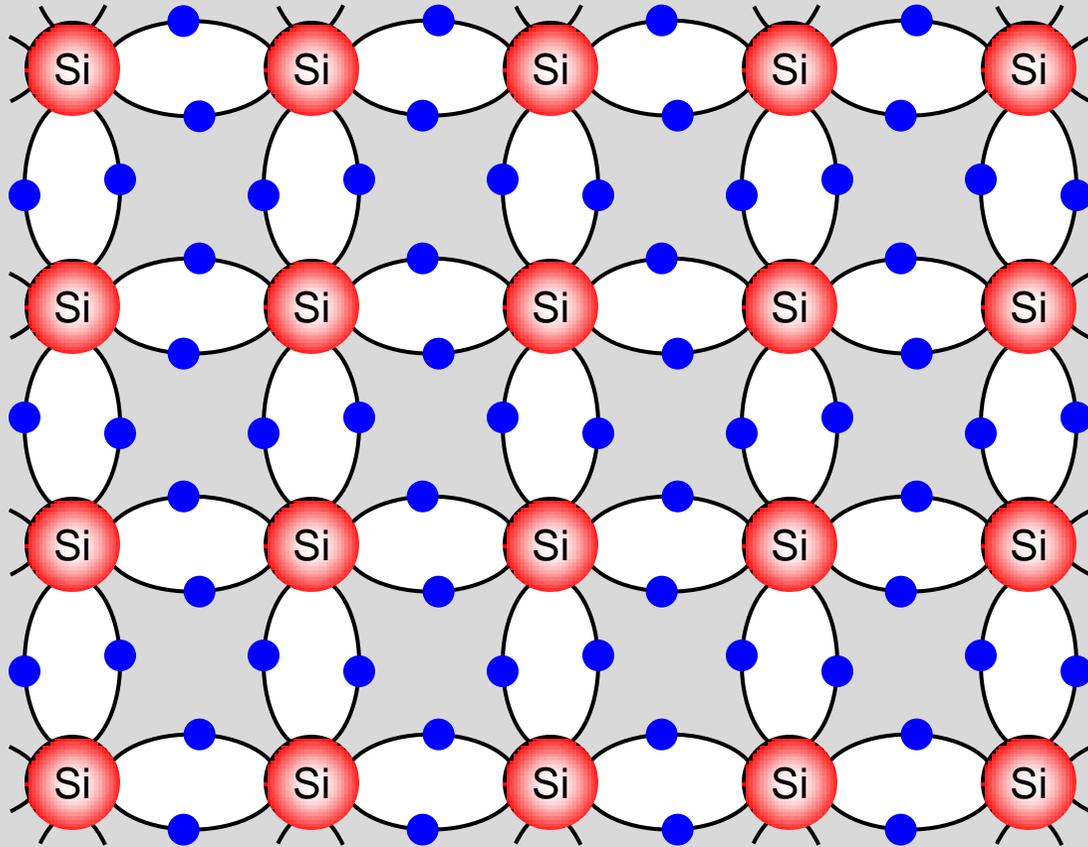
Applet: Abhängigkeit von Fermi-Energie



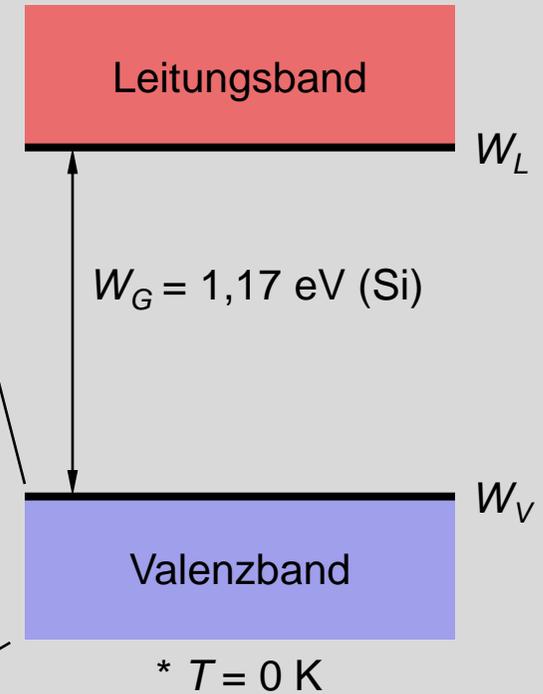
[<http://www.acsu.buffalo.edu/~wie/applet/fermi/sfw/show.html>]

2.2 Klassische Bandleiter

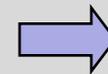
Halbleitereffekt am Beispiel von Silizium bei $T = 0 \text{ K}$



Einfaches Bändermodell



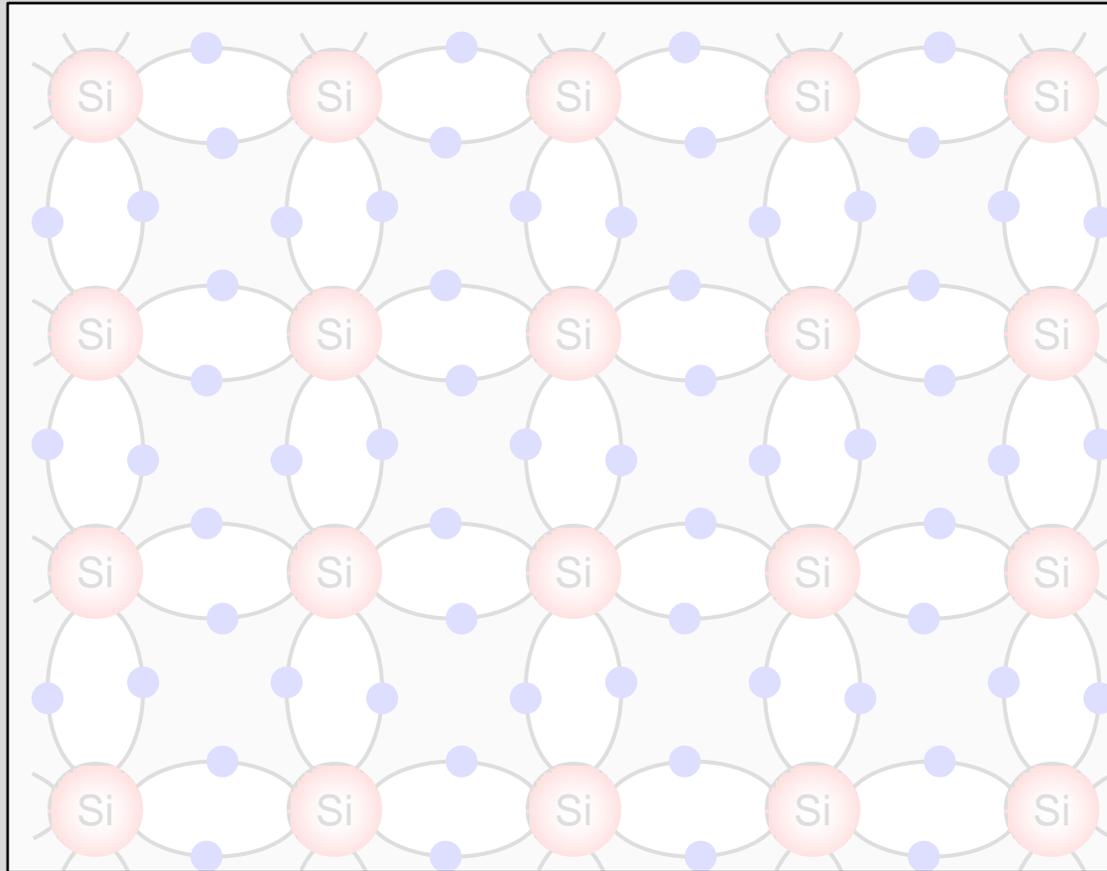
Si^{4+} (Ge^{4+}): 4 Valenzelektronen (sp^3 -Hybridisierung)



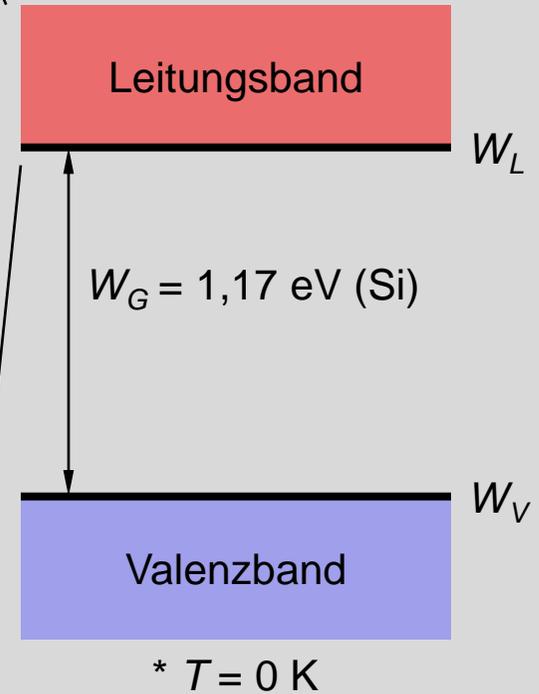
Alle Elektronen im Valenzband

2.2 Klassische Bandleiter

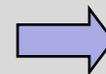
Halbleitereffekt am Beispiel von Silizium bei $T = 0 \text{ K}$



Einfaches Bändermodell



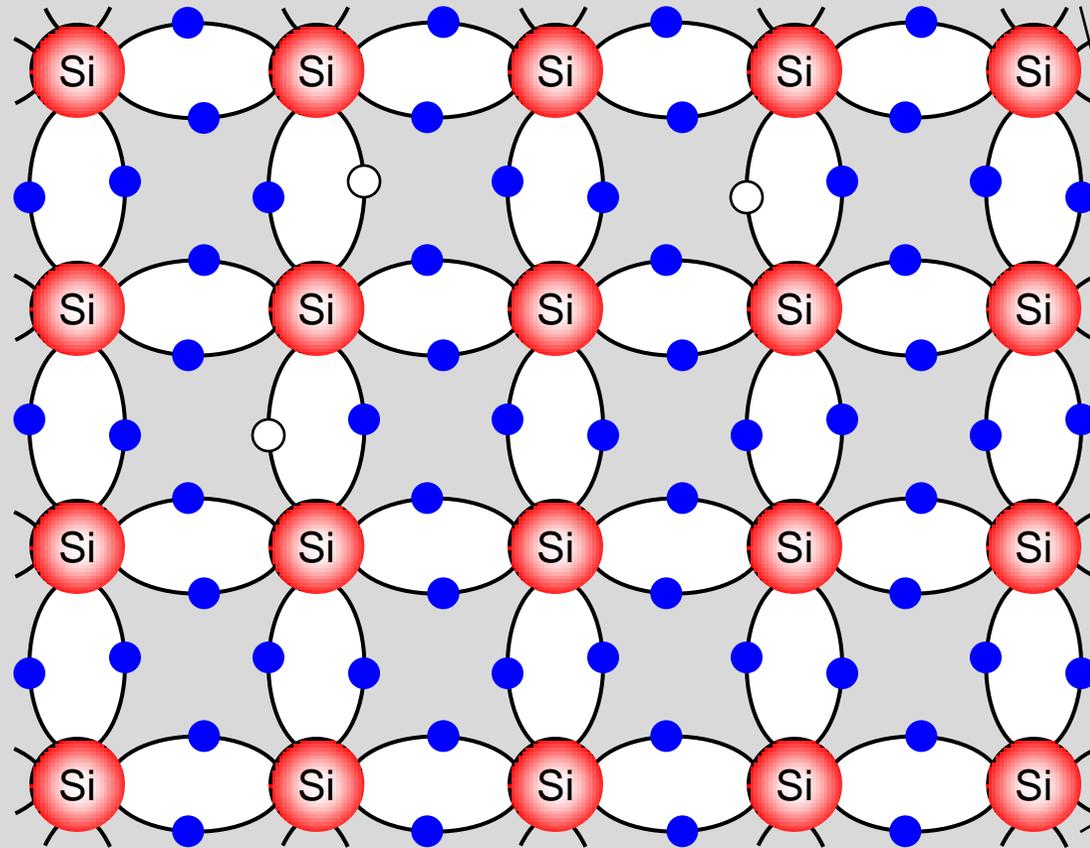
Si^{4+} (Ge^{4+}): 4 Valenzelektronen (sp^3 -Hybridisierung)



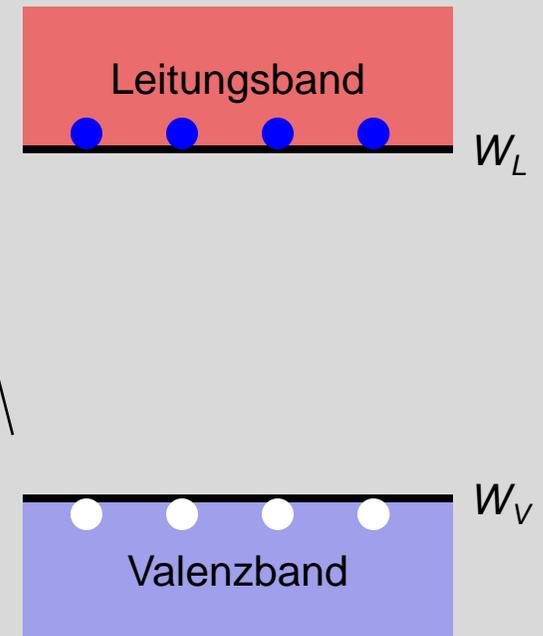
Alle Elektronen im Valenzband

2.2 Klassische Bandleiter

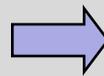
Halbleitereffekt am Beispiel von Silizium bei $T > 0$ K



Einfaches Bändermodell



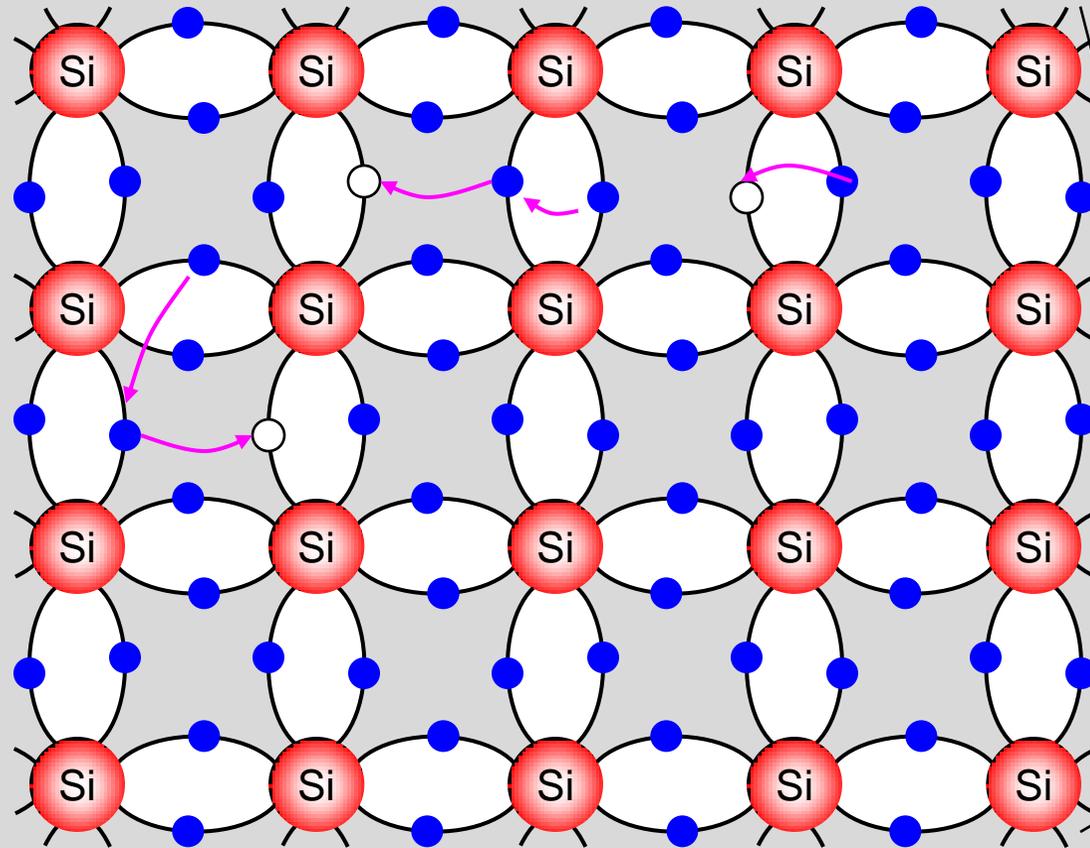
Bei Energiezufuhr ($T > 0$ K)



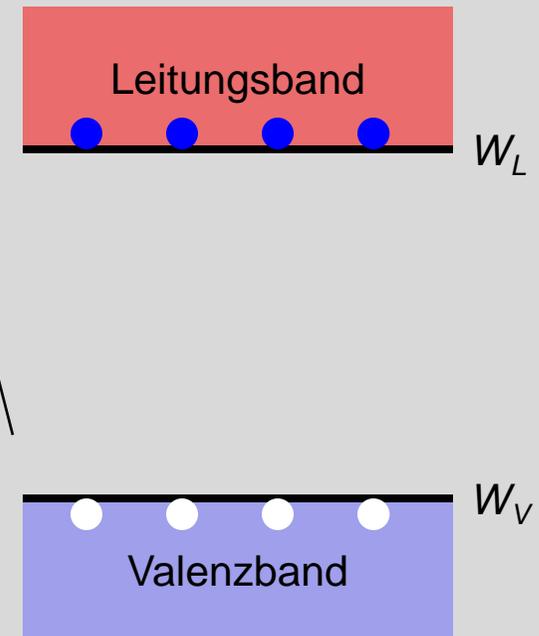
- Leitungselektronen im Leitungsband
- Defektelektronen im Valenzband

2.2 Klassische Bandleiter

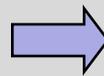
Halbleitereffekt am Beispiel von Silizium bei $T > 0$ K



Einfaches Bändermodell



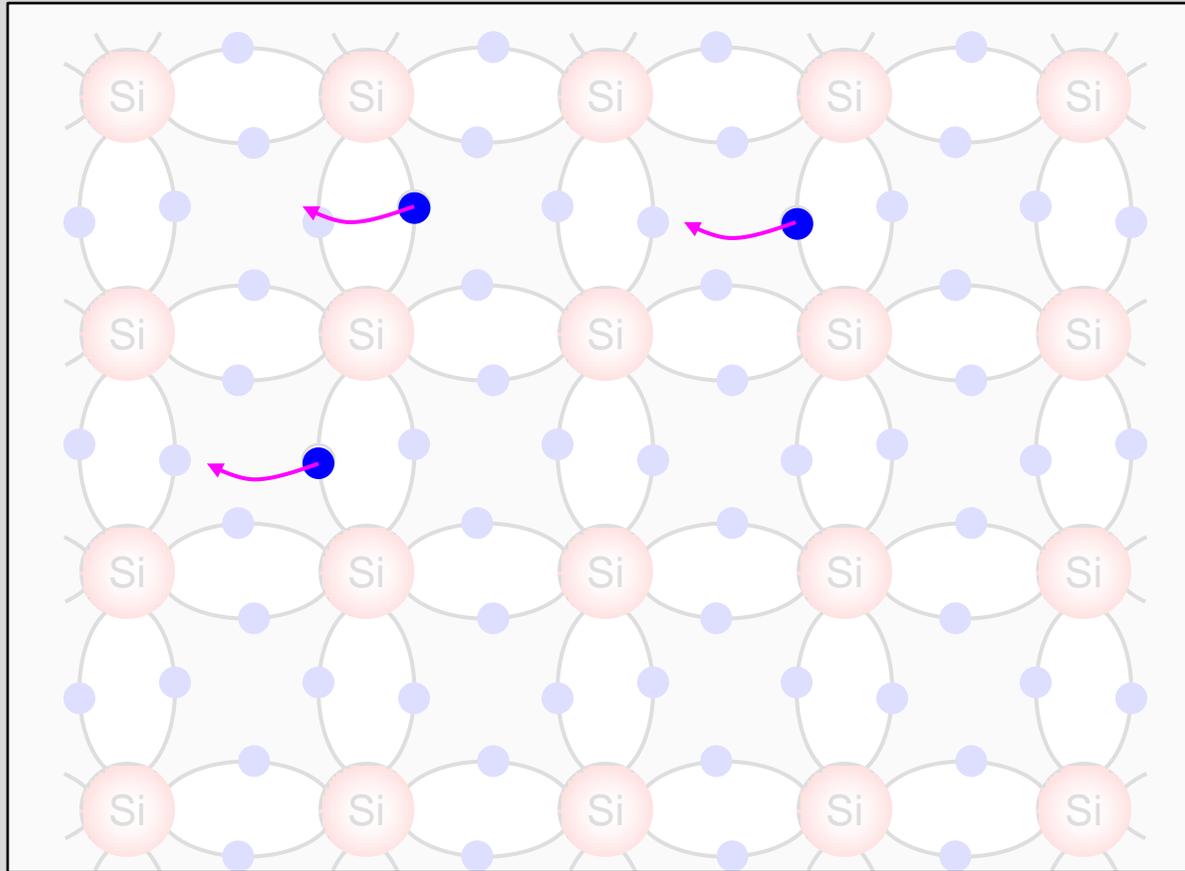
Bei Energiezufuhr ($T > 0$ K)



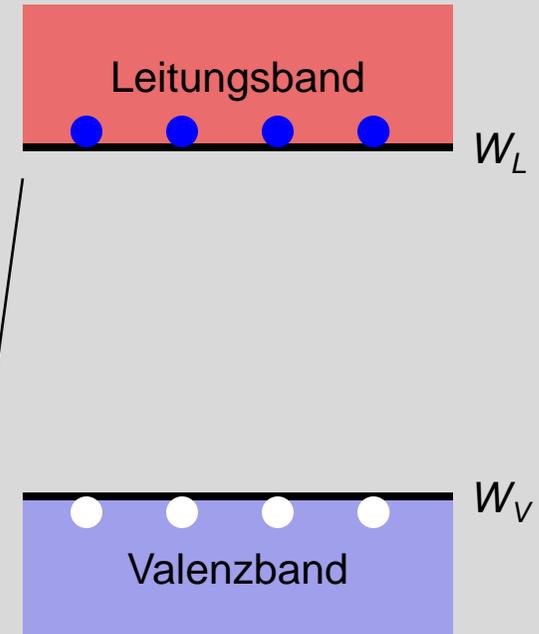
- Leitungselektronen im Leitungsband
- Defektelektronen im Valenzband

2.2 Klassische Bandleiter

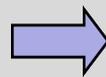
Halbleitereffekt am Beispiel von Silizium bei $T > 0$ K



Einfaches Bändermodell



Bei Energiezufuhr ($T > 0$ K)



- Leitungselektronen im Leitungsband
- Defektelektronen im Valenzband

2.2 Klassische Bandleiter

Gleichungssatz für Eigenhalbleiter (1)

- Elektronenkonzentration n im Leitungsband

$$n = N_L \cdot e^{\frac{-(W_L - W_{Fi})}{kT}}$$

- Löcherkonzentration p im Valenzband

$$p = N_V \cdot e^{\frac{-(W_{Fi} - W_V)}{kT}}$$

- Eigenleitungskonzentration n_i

$$n_i = N_{eff} \cdot e^{\frac{-\Delta W_G}{2kT}}$$

- Fermi-Niveau im intrinsischen Halbleiter

$$W_{Fi} = W_V + \frac{1}{2} \Delta W_G + \frac{3}{4} kT \cdot \ln \frac{m_p}{m_n} \quad \text{mit} \quad W_L = W_V + \Delta W_G$$

$$W_{Fi} = W_V + \frac{1}{2} \Delta W_G \quad , \text{wenn} \quad m_p = m_n$$

- effektive Zustandsdichte des LB

$$N_L = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot m_n \cdot kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

- effektive Zustandsdichte des VB

$$N_V = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot m_p \cdot kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

- mittlere effektive Zustandsdichte

$$N_{eff} = \sqrt{N_L \cdot N_V}$$

2.2 Klassische Bandleiter

Gleichungssatz für Eigenhalbleiter (2)

- Eigenleitung durch thermisch angeregte Elektron-Loch-Paare (intrinsische Leitfähigkeit)

$$\sigma_i = n_i \cdot e_0 \cdot (\mu_n + \mu_p)$$

- Beweglichkeit der Elektronen und Löcher

$$\mu_p = \frac{e_0 \cdot \tau_p}{m_p} \quad \mu_n = \frac{e_0 \cdot \tau_n}{m_n}$$

- Einstein-Beziehung: Diffusionskoeffizient

$$D = \frac{kT}{e} \cdot \mu$$

- Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit

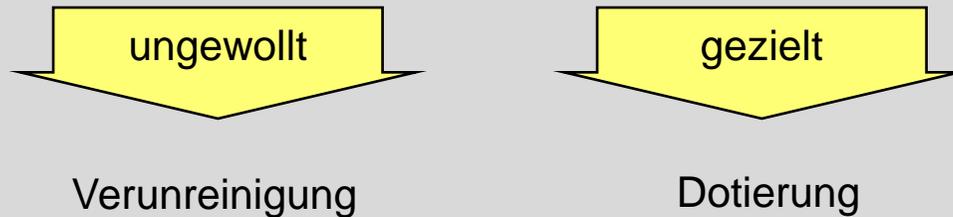
$$\mu_n \propto T^{-\beta_n} \quad \mu_p \propto T^{-\beta_p}$$

Mit der Temperatur nehmen die Gitterschwingungen (Phononen) zu, an denen die Ladungen gestreut werden, was die Beweglichkeit reduziert.

2.2 Klassische Bandleiter Einfluss von Dotierungen

Reale Kristalle haben stets Störungen

- Punktdefekte: Leerstellen, Fremdatome, Atome auf Zwischengitterplätzen



Reinheit von HL-Kristallen: $10^{10} \dots 10^{12} / \text{cm}^3$ (Stand der Technik)

- Versetzungen: Abstände der Gitteratome sind gestört,
bevorzugte Anlagerung von Fremdatomen

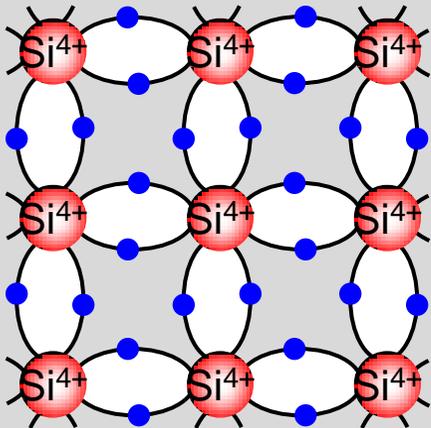
geforderte Versetzungsdichte im Wafer: $1 / \text{cm}^2$

technisch realisierbare versetzungsarme Kristalle: $10^3 \dots 10^4 / \text{cm}^2$

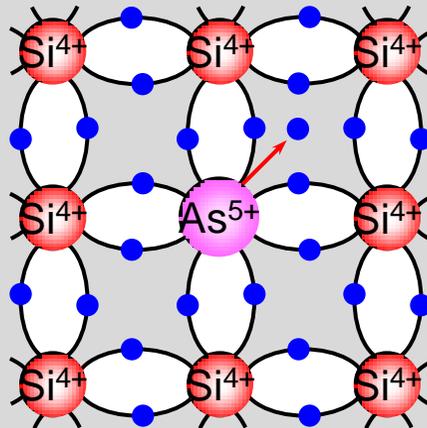
2.2 Klassische Bandleiter

Gegenüberstellung von intrinsischer und Störstellenleitung

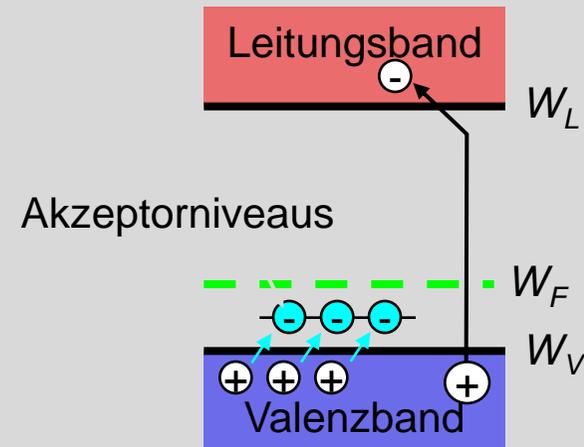
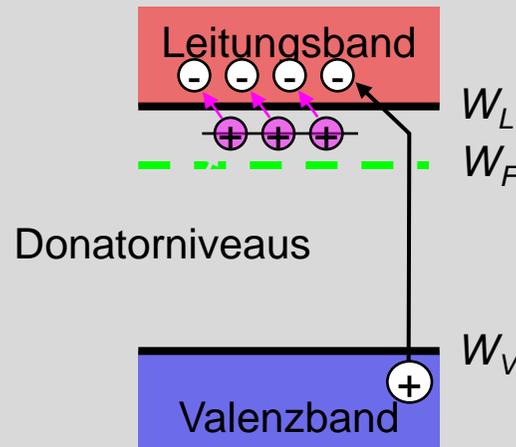
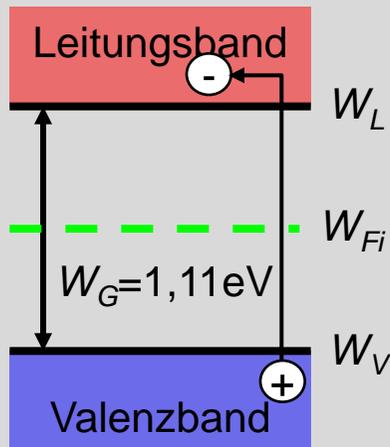
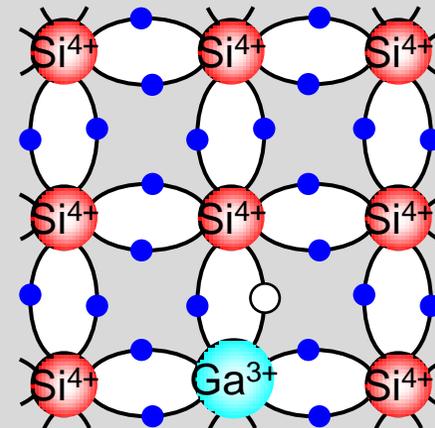
i-Leitung (Eigenhalbleiter)



n-Leitung (donatordotiert)



p-Leitung (akzeptordotiert)



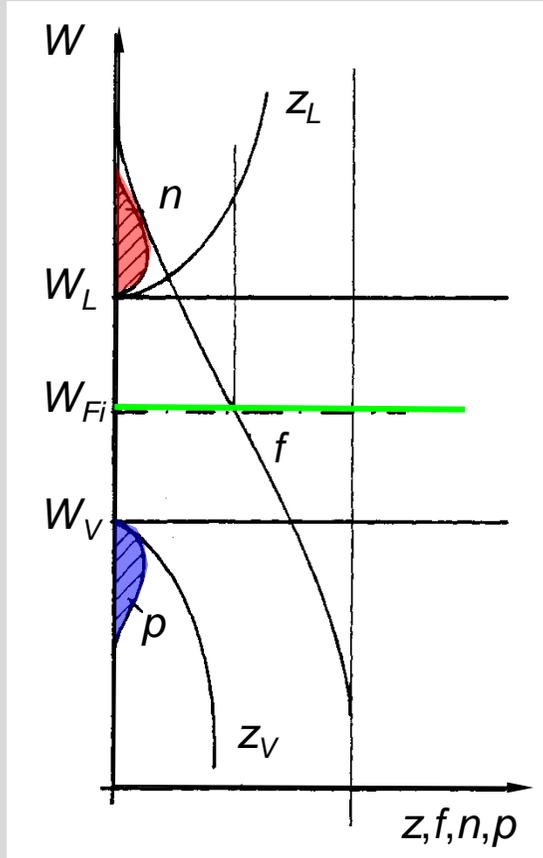
[Hahn 1983]

2.2 Klassische Bandleiter

Zustandsdichte (z), Elektronendichte (n) und Löcherdichte (p)

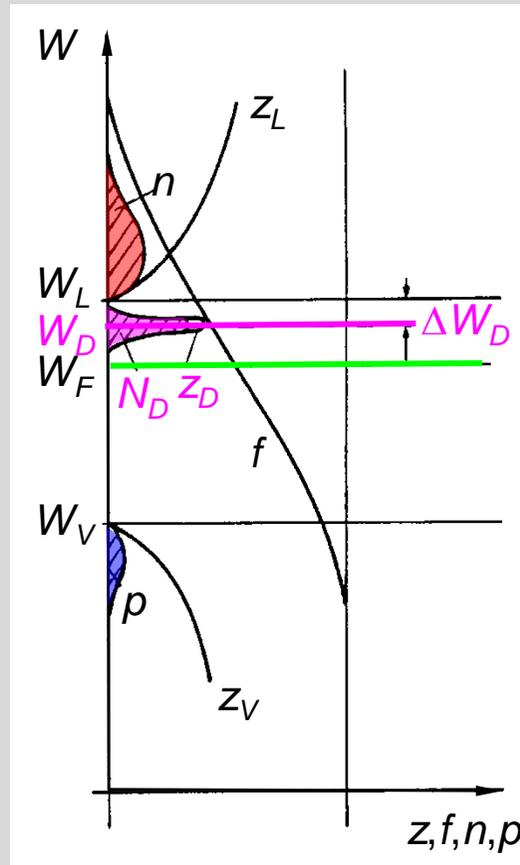
Eigenhalbleiter

$$n = p$$



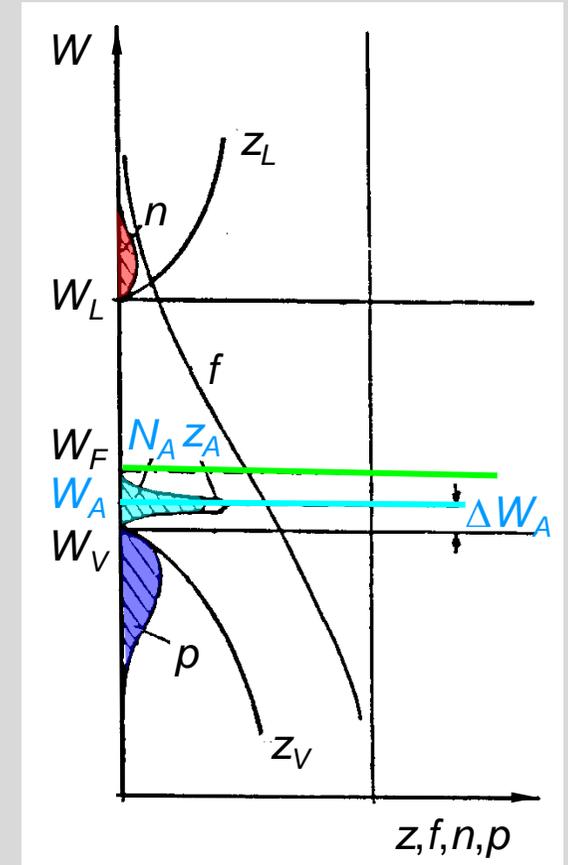
n -dotierter Halbleiter

$$n \gg p$$



p -dotierter Halbleiter

$$p \gg n$$

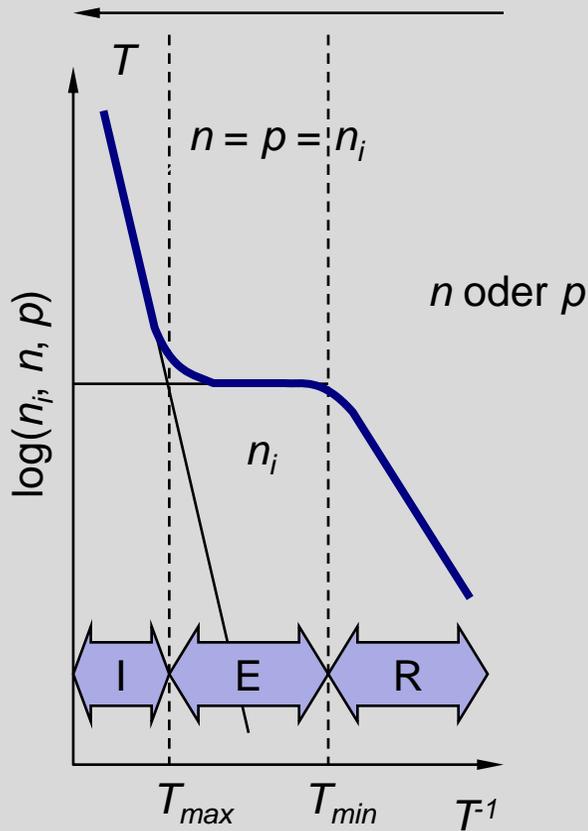


[Heime 3-77]

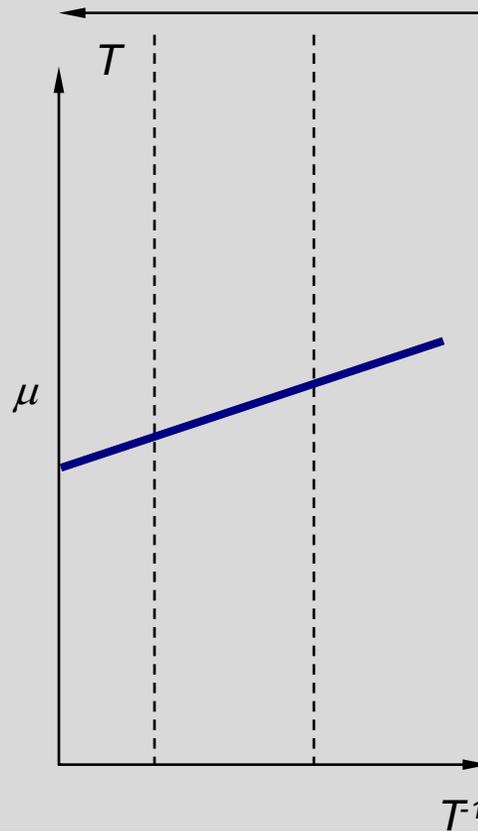
2.2 Klassische Bandleiter

Temperaturabhängigkeit beim Störstellenhalbleiter

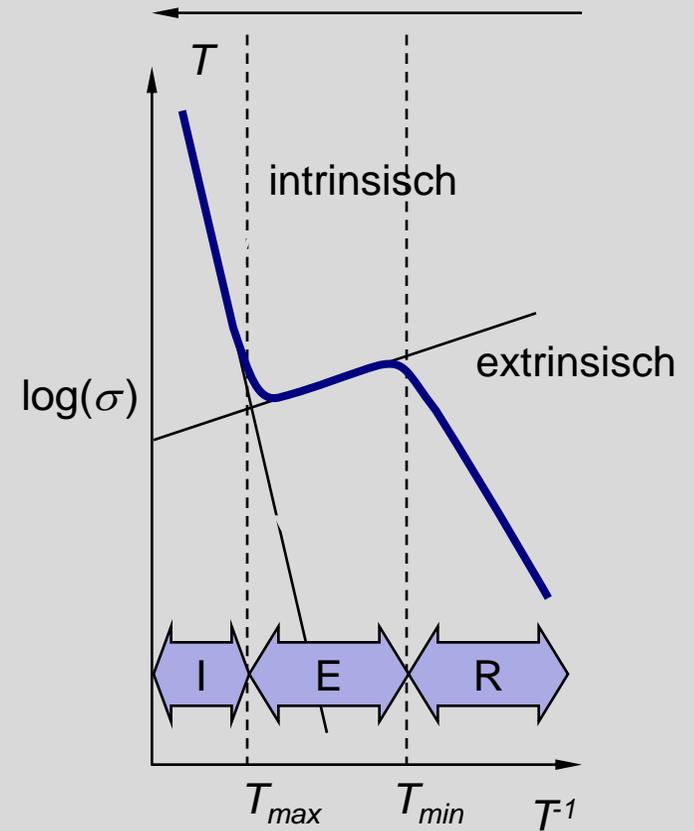
Ladungsträgerkonzentration



Beweglichkeit



Leitfähigkeit



I: intrinsischer Bereich, E: Störstellenerschöpfung, R: Störstellenreserve

2.2 Klassische Bandleiter

Gleichungssatz für Störstellenhalbleiter (1)

- extrinsischer (dotierter) Halbleiter

n - dotierter (donatordotierter) Halbleiter

$$n \gg p$$

p - dotierter (akzeptordotierter) Halbleiter

$$p \gg n$$

Im extrinsischen Halbleiter erzeugen Dotieratome besetzbare Zustände in der Bandlücke W_G

Majoritäts-
Ladungsträger

Minoritäts-
Ladungsträger

Zustandsdichte $z(W_D) = N(W_D)$ bzw. $z(W_A) = N(W_A)$

$$\Rightarrow N_D = N_D^0 + N_D^+ \quad N_A = N_A^0 + N_A^-$$

Im thermodynamischen Gleichgewicht ist der Halbleiter elektrisch neutral

$$\Rightarrow n + N_A^- = p + N_D^+$$

Berechnung der Konzentrationen von p und n

Elektronenkonzentration
im Leitungsband (n)

$$n = \sqrt{N_D \cdot N_L} \cdot e^{\frac{-\Delta W_D}{2kT}}$$

Löcherkonzentration
im Valenzband (p)

$$p = \sqrt{N_A \cdot N_V} \cdot e^{\frac{-\Delta W_A}{2kT}}$$

2.2 Klassische Bandleiter

Gleichungssatz für Störstellenhalbleiter (2)

Elektronenkonzentration n im Leitungsband

$$n = \frac{1}{2} \left[(N_D^+ - N_A^-) + \sqrt{(N_D^+ - N_A^-)^2 + 4n_i^2} \right]$$

$$\Rightarrow n \approx \begin{cases} \sqrt{N_D N_L} \cdot e^{\frac{-\Delta W_D}{2kT}} & \text{(Reserve)} \\ N_D & \text{(Erschöpfung)} \end{cases}$$

Löcherkonzentration p im Valenzband

$$p = \frac{1}{2} \left[(N_A^- - N_D^+) + \sqrt{(N_A^- - N_D^+)^2 + 4n_i^2} \right]$$

$$\Rightarrow p \approx \begin{cases} \sqrt{N_A N_V} \cdot e^{\frac{-\Delta W_A}{2kT}} & \text{(Reserve)} \\ N_A & \text{(Erschöpfung)} \end{cases}$$

Donator- und Akzeptorkonzentrationen

$$N_D, N_A$$

Dichte der ionisierten Störstellen

$$N_D^+, N_A^-$$

Ionisierungsenergie ΔW_D für Donatoren

$$\Delta W_D = \frac{m_n \cdot e_0^4}{2 \cdot (4\pi \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar)^2}$$

Ionisierungsenergie ΔW_A für Akzeptoren

$$\Delta W_A = \frac{m_p \cdot e_0^4}{2 \cdot (4\pi \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar)^2}$$

2.2 Klassische Bandleiter

Übersicht: Leiter, Halbleiter und Isolatoren

Werkstoffe	Ladungsträgerkonzentration	Ladungsträgerbeweglichkeit	ΔW_g	$T = 0 \text{ K}$	$T > 0 \text{ K}$
Metalle	$n = \text{const}$	$\mu_n \sim T^{-a}$	0	Valenzband teilbesetzt	Valenzband nur teilbesetzt, daher sehr gute Leitfähigkeit
Halbleiter	$n \sim e^{-\frac{W_g}{2kT}}$	$\mu_n \sim T^{-a}$	$\leq 2 \text{ eV}$	Leitungsband leer	merkliche Leitfähigkeit
Isolatoren	$n \sim e^{-\frac{W_g}{2kT}}$	$\mu_n \sim T^{-a}$ oder $\mu_n \sim e^{-\frac{A}{T}}$	$\geq 2 \text{ eV}$	Leitungsband leer	vernachlässigbare Leitfähigkeit

* Bandabstand W_G 100 kT bei 25 °C ($kT = 0,025 \text{ eV}$ bei 25 °C)

[von Münch 1993]