

# Vorlesung

## Optische Eigenschaften

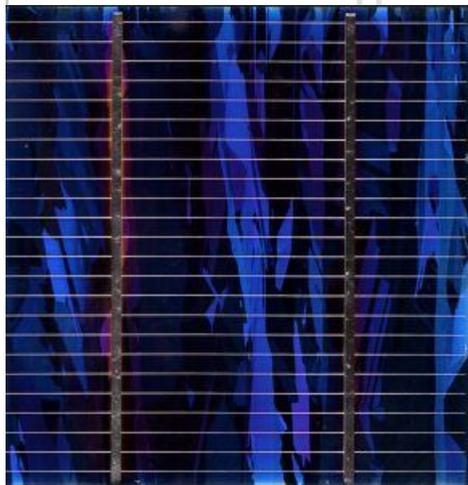
WS 2009 Metallphysik II

Prof. Dr. G. Dehm  
Department Materialphysik  
MU Leoben

Literatur:

Rolf E. Hummel, Electronic Properties of Materials, Springer, 2001

Mary A. White, Properties of Materials, Oxford Press, 1999



# 1. Grundlagen

1.1 Elektromagnetisches Spektrum

1.2 Wechselwirkung Licht - Materie

1.3 Der Brechungsindex  $n$

1.4 Absorptionskoeffizient  $k$

1.5 Eindringtiefe  $W$  bzw. Absorptionskonstante  $\alpha = 1 / W$

# 2. Atomistische Theorie der optischen Eigenschaften

2.1 Freie Elektronen ohne Dämpfung

2.2 Freie Elektronen mit Dämpfung (Drude)

2.3 Gebundene Elektronen (klassische Theorie für Dielektrika)

# 3. Quantenmechanische Betrachtung

3.1 Absorption von Licht durch Interbandübergänge

3.2 Absorption von Licht durch Intrabandübergänge

3.3 Optische Spektren von Cu und Cu Legierungen

3.4 Halbleiter

3.5 Isolatoren

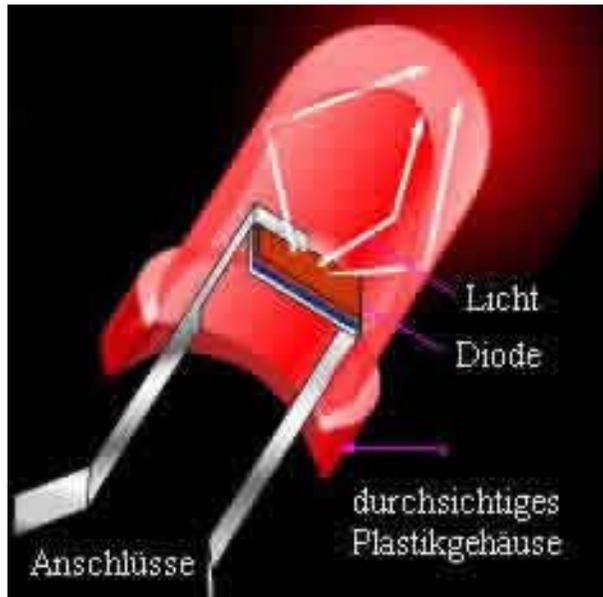
# 4. Emission von elektromagnetischer Strahlung (Licht)

4.1 Lumineszenz

4.2 Optoelektronische Bauelemente (LED, Laser)

## Optoelektronik:

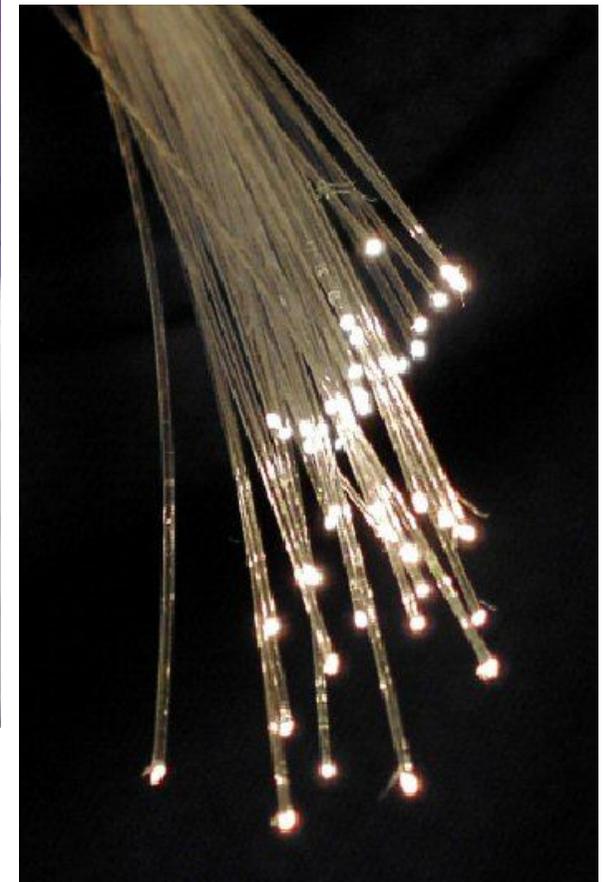
### Leuchtdioden



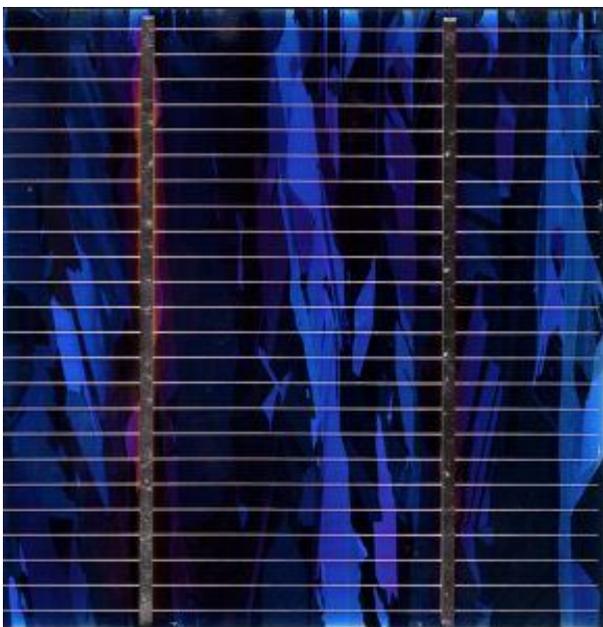
### Halbleiterlaser



### Wellenleiter



Photovoltaik



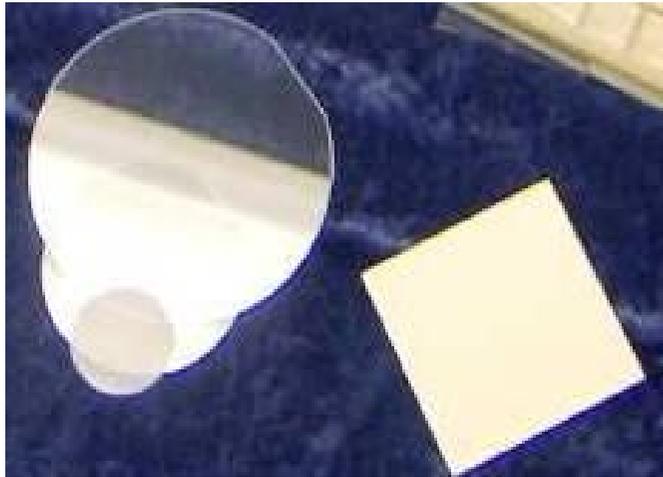
Emission



## Farbe von Metallen und Legierungen



## Farbe von Isolatoren



Korund

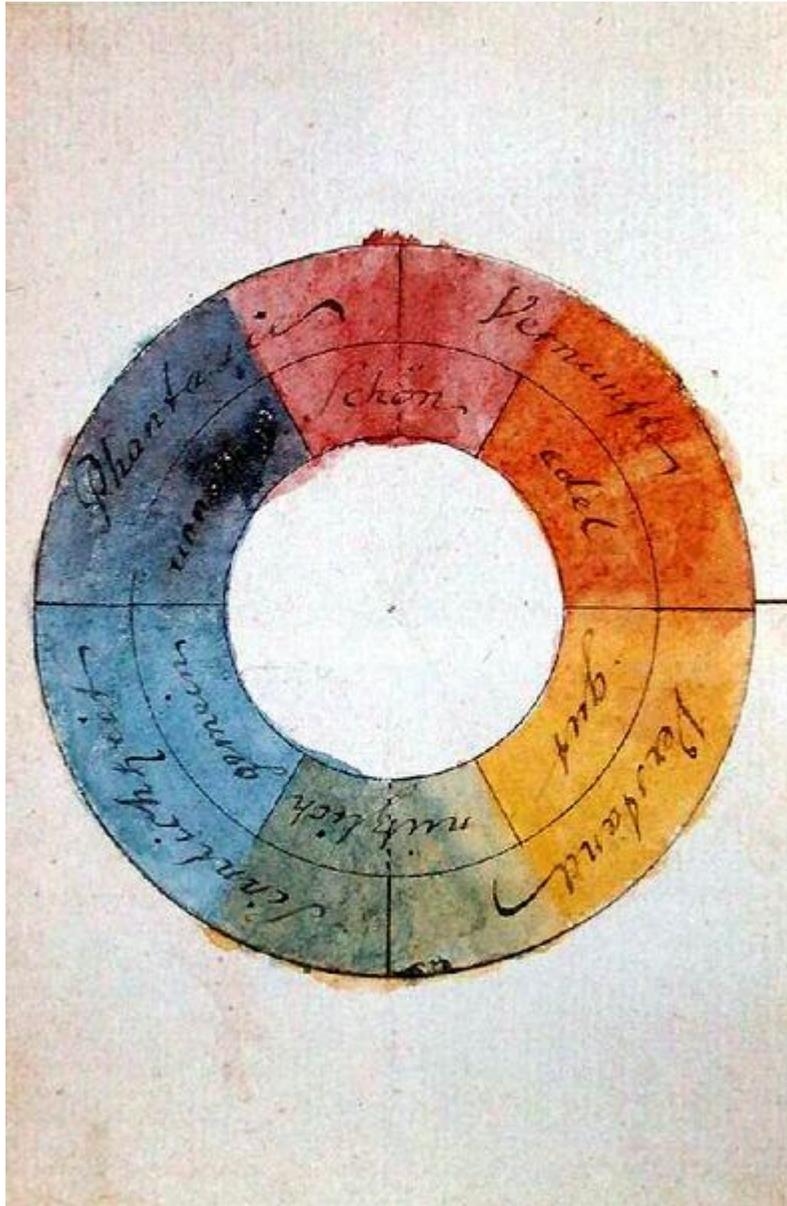


Rubin

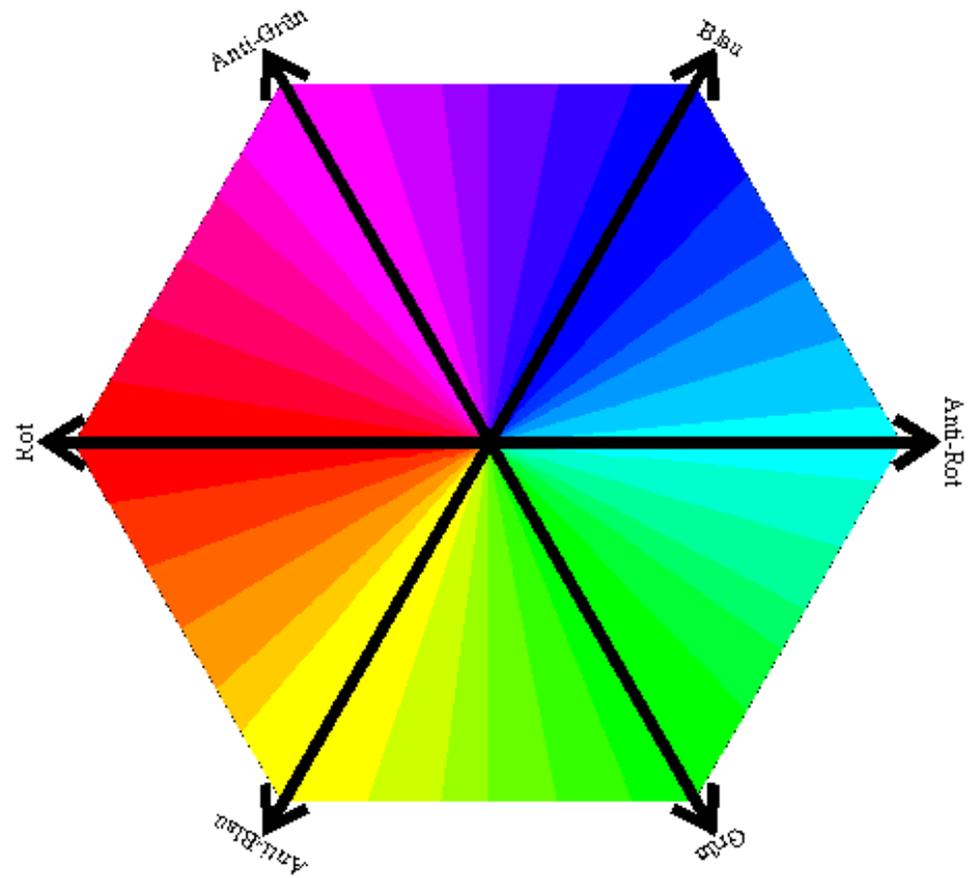
## Farbe von Gasen, Flüssigkeiten ...



Johann Wolfgang von Goethe,  
Farbenkreis zur Symbolisierung des menschlichen  
Geistes- und Seelenlebens, 1809

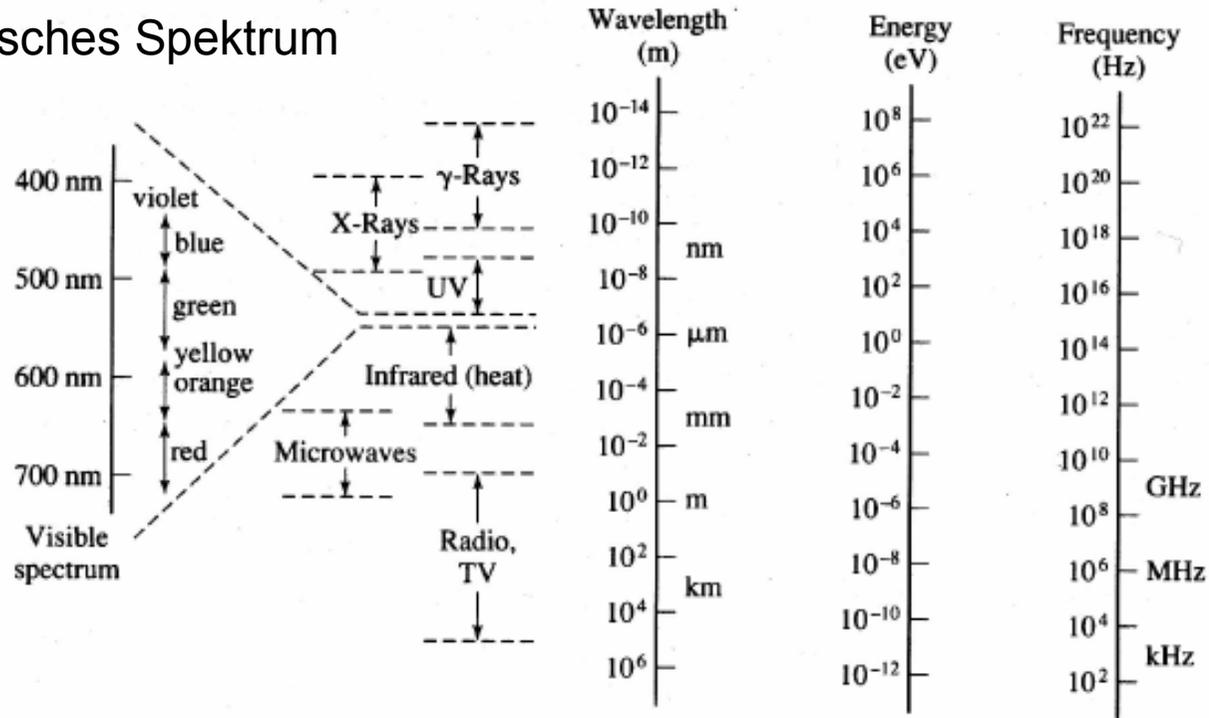


Komplementärfarben

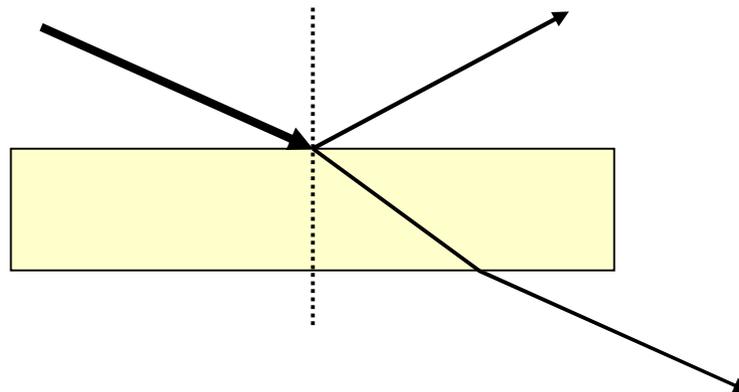


# 1. Grundlagen

## 1.1 Elektromagnetisches Spektrum



## 1.2 Wechselwirkung Licht - Materie

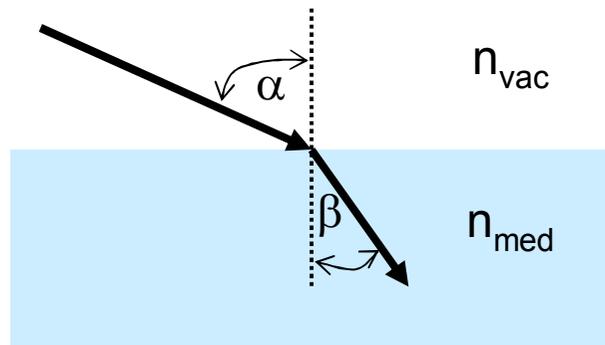


Reflexion  
Transmission  
Absorption

Streuung  
Interferenz

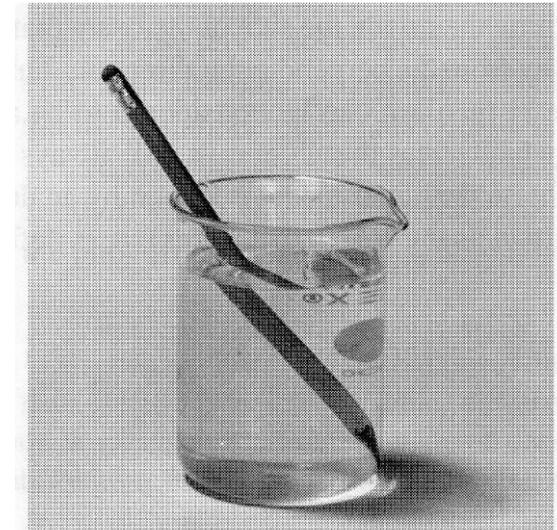
Emission (Lumineszenz)

## 1.3 Der Brechungsindex $n$



Snell's Law

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_{\text{med}}}{n_{\text{vac}}} = n.$$



Commonly, the **index of refraction** for vacuum,  $n_{\text{vac}}$ , is arbitrarily set to be unity. The refraction is caused by the different velocities,  $c$ , of the light in the two media,

Energie bleibt konstant

$$E = h\nu = h \frac{c_{\text{vac}}}{\lambda_{\text{vac}}} = h \frac{c_{\text{med}}}{\lambda_{\text{med}}}$$

d.h. beim Übergang von Vakuum in Materie sinkt sowohl Wellenlänge als auch Geschwindigkeit

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_{\text{vac}}}{c_{\text{med}}} \quad (10.2)$$

Thus, if light passes from vacuum into a medium, we find

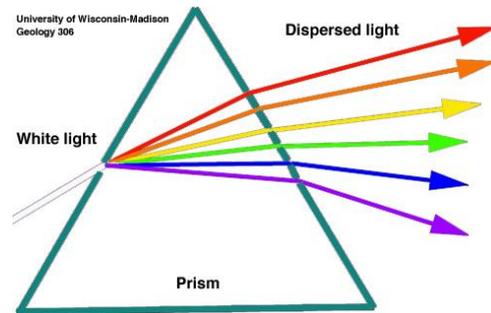
$$n = \frac{c_{\text{vac}}}{c_{\text{med}}} = \frac{c}{v} \quad (10.3)$$

The magnitude of the refractive index depends on the wavelength of the incident light. This property is called **dispersion**. In metals, the index of refraction varies, in addition, with the angle of incidence. This is particularly true when  $n$  is small.

In summary, when light passes from vacuum into a medium, its velocity as well as its wavelength,  $\lambda$ , decrease in order to keep the frequency, and thus, the energy, constant.

Effekte:

Dispersion  
n ist wellenlängenabhängig!



Dispersion durch  
Wassertropfen oder  
Eiskristalle

## Fata Morgana

### MIRAGES

The refractive index for air depends on its density, which in turn depends on temperature and pressure, such that lower density lowers the refractive index. Under conditions of density gradients, light bends toward the denser air. For example, in a strong vertical temperature gradient, such as warm air above air that is cold because it is in contact with cold water in the ocean, the refractive index can change so rapidly that it can induce curvature in the light rays exceeding the curvature of the earth. This makes objects at or below the horizon appear in the field of vision as a mirage, as shown in Figure 4.4.

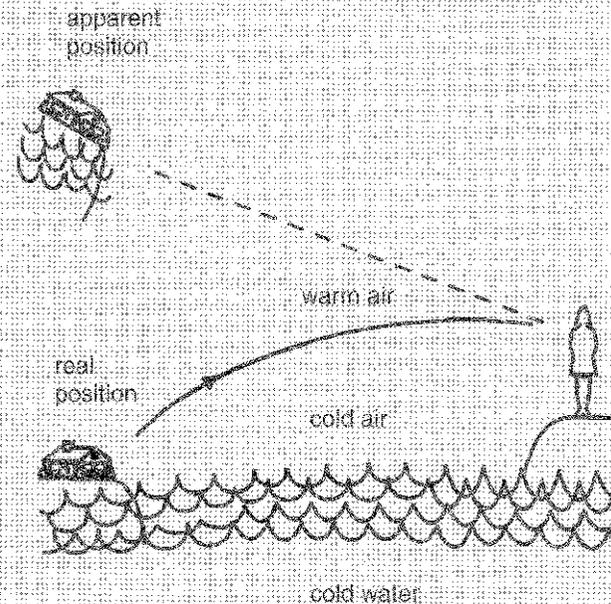


Figure 4.4. A mirage results when light bends toward the denser air in a strong vertical temperature gradient. Because light normally travels in a straight line, we perceive a mirage.

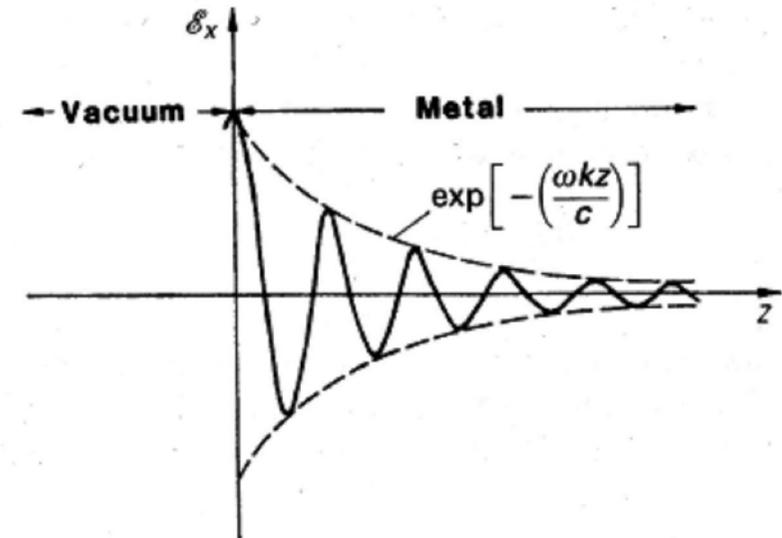
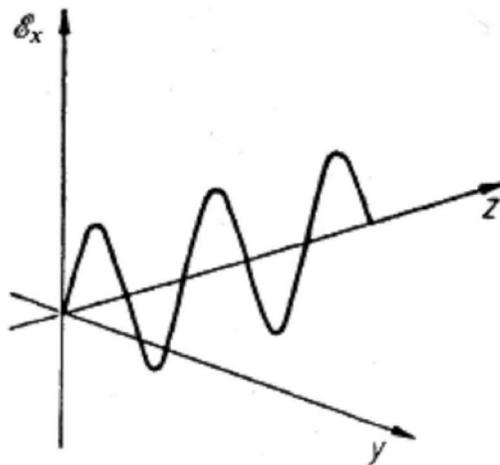
Ablenkung des Lichtes an den  
unterschiedlich warmen Luftschichten  
(Änderung von n)

## 1.4 Absorptionskoeffizient k

Intensität des Lichtes wird im Metall nach sehr kurzer Zeit gedämpft (absorbiert). Zur Beschreibung ist eine Materialkonstante, der Absorptionskoeffizient, notwendig.

Eine eben polarisierte Welle, die sich in z Richtung ausbreitet und in die x Richtung schwingt wird beschrieben durch:

$$c^2 \frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial z^2} = \varepsilon \frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial t^2} + \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial t}$$



Lösungsansatz:

$$\mathcal{E}_x = \mathcal{E}_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{zn}{c}\right)\right]$$

liefert einen komplexen Brechungsindex

$$\hat{n}^2 = \varepsilon - \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} i = \varepsilon - \frac{\sigma}{2\pi \varepsilon_0 \nu} i$$

Wobei der Imaginärteil oft als Absorptionskoeffizient k bezeichnet wird

$$\hat{n} = n_1 - in_2 = n - ik$$

Quadrieren und Vergleich mit oben liefert

$$\hat{n}^2 = n^2 - k^2 - 2nki = \varepsilon - \frac{\sigma}{2\pi \varepsilon_0 \nu} i$$

d.h. optische und elektrische Konstanten sind verknüpft

$$\varepsilon = n^2 - k^2,$$

$$\sigma = 4\pi \varepsilon_0 n k \nu \quad \text{und somit} \quad \hat{n}^2 = n^2 - k^2 - i2nk \equiv \hat{\varepsilon} = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$$

## Absorptionskoeffizient k

$$\hat{n}^2 = n^2 - k^2 - 2nki = \varepsilon - \frac{\sigma}{2\pi\varepsilon_0\nu} i$$

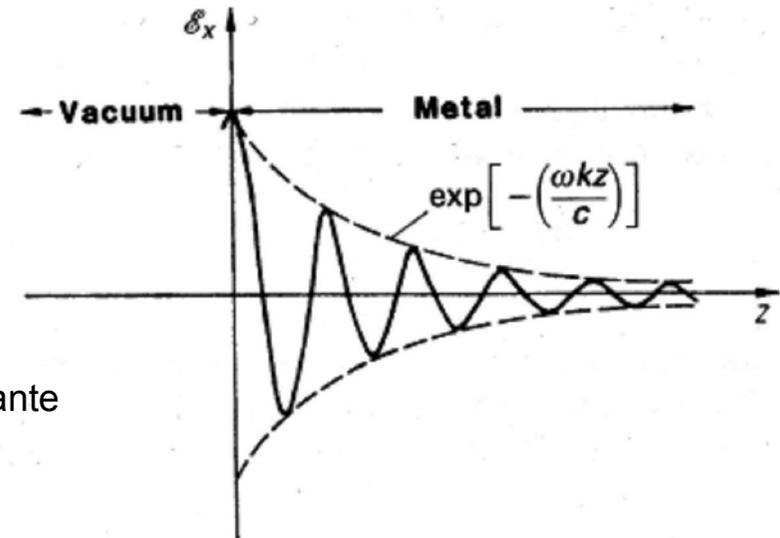
$$\hat{n}^2 = n^2 - k^2 - i2nk \equiv \hat{\varepsilon} = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$$

Realteil und Imaginärteil der komplexen dielektrischen Konstante

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 \quad \varepsilon_2 = 2nk = \frac{\sigma}{2\pi\varepsilon_0\nu}$$

$\varepsilon_2$  wird als Absorptionsprodukt bezeichnet

(Konsequenz für Leitfähigkeit  $\sigma \approx 0$  wird  $k \approx 0$  und  
 $\varepsilon = n^2$ )



In unserem Lösungsansatz muss  $n$  durch  $(n - ik)$  ersetzt werden. Dies ergibt

$$\mathcal{E}_x = \mathcal{E}_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z(n - ik)}{c}\right)\right] \quad \text{bzw.} \quad \boxed{\mathcal{E}_x = \underbrace{\mathcal{E}_0 \exp\left[-\frac{\omega k}{c} z\right]}_{\text{Damped amplitude}} \cdot \underbrace{\exp\left[i\omega\left(t - \frac{zn}{c}\right)\right]}_{\text{Undamped wave}}}$$

Gedämpfte Welle, bei der  $k$  die Stärke der Dämpfung der Lichtwelle angibt

Beachte:

$\varepsilon$ ,  $\sigma$ ,  $n$ ,  $k$  bei gleicher Wellenlänge, da die „Konstanten“ wellenlängenabhängig sind.

Gleichungen gelten nur für optisch isotrope Materialien. Sonst Tensoren!

# 1.5 Eindringtiefe W bzw. Absorptionskonstante $\alpha = 1 / W$

$$\mathcal{E}_x = \underbrace{\mathcal{E}_0 \exp\left[-\frac{\omega k}{c} z\right]}_{\text{Damped amplitude}} \cdot \underbrace{\exp\left[i\omega\left(t - \frac{zn}{c}\right)\right]}_{\text{Undamped wave}}$$

Da Intensität leichter zu messen ist als die elektrische Feldstärke schreibt man für den Dämpfungsterm

$$I = \mathcal{E}^2 = I_0 \exp\left(-\frac{2\omega k}{c} z\right)$$

Charakteristische Eindringtiefe bei der Intensität auf 1/e bzw. 37% abfällt

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{e} = e^{-1}$$

d.h.  $-(2\omega k/c) z = -1$ ; und somit  $W = z = \frac{c}{2\omega k} = \frac{\lambda}{4\pi k}$

Substitution von k mit  $\epsilon_2 = 2nk = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon_0\nu}$  möglich

# 1.6 Reflexion R und Transmission T

$$T = \frac{I_T}{I_0} \quad R = \frac{I_R}{I_0}$$

Für Isolatoren hängt Reflexion nur von Brechungsindex ab

$$R = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2}$$

Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass R real ist, n aber komplex

$$R = \frac{|\hat{n} - 1|^2}{|\hat{n} + 1|^2} = \frac{(n - ik - 1) \cdot (n + ik - 1)}{(n - ik + 1) \cdot (n + ik + 1)} = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2}$$

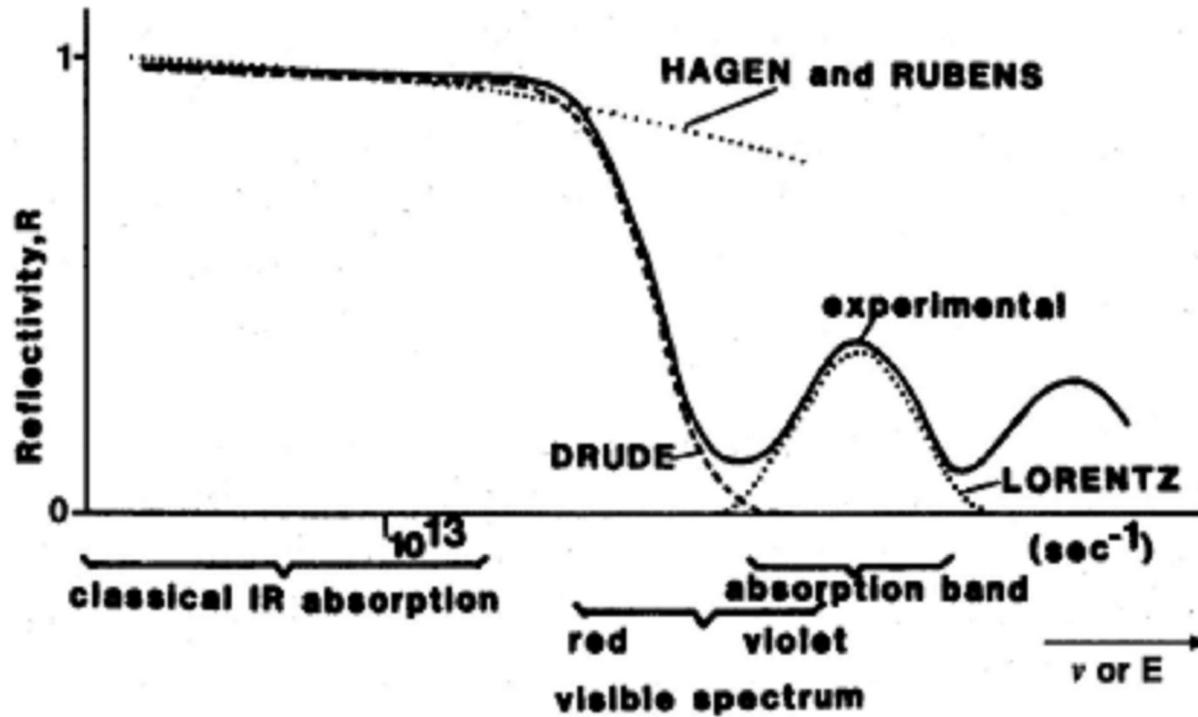
## Beersches Gesetz

$\lambda=600\text{nm}$	$n$	$k$	$W(\text{nm})$	$R\%b$
<b>Metals</b>				
Copper	0.14	3.35	14.2	95.6
Silver	0.05	4.09	11.7	98.9
Gold	0.21	3.24	14.7	92.9
Aluminum	0.97	6.0	7.9	90.3
<b>Ceramics</b>				
Silica glass (Vycor)	1.46	<sup>a</sup>		3.50
Soda-lime glass	1.51	<sup>a</sup>		4.13
Dense flint glass	1.75	<sup>a</sup>		7.44
Quartz	1.55	<sup>a</sup>	$3 \times 10^8$	4.65
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1.76	<sup>a</sup>		7.58
<b>Polymers</b>				
Polyethylene	1.51	<sup>a</sup>		4.13
Polystyrene	1.60	<sup>a</sup>		5.32
Polytetrafluoroethylene	1.35	<sup>a</sup>		2.22
<b>Semiconductors</b>				
Silicon	3.94	0.025	1,910	35.42
GaAs	3.91	0.228	209	35.26

<sup>a</sup>The damping constant for dielectrics is about  $10^{-7}$ .

<sup>b</sup>The reflection is considered to have occurred on one reflecting surface only.

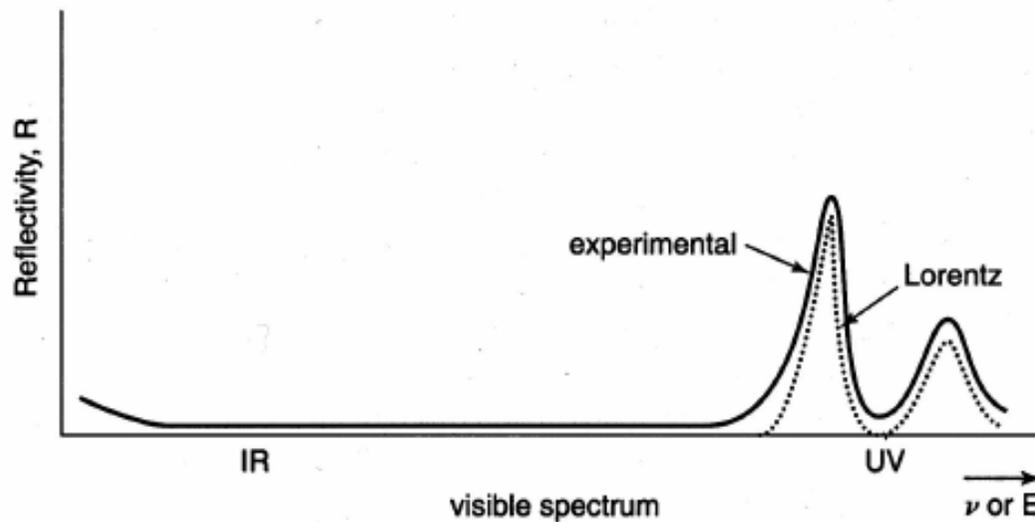
## Reflexionsvermögen von Metallen



$$R = \frac{n^2 + k^2 + 1 - 2n}{n^2 + k^2 + 1 + 2n}$$

$$\varepsilon_2 = 2nk = \frac{\sigma}{2\pi\varepsilon_0\nu}$$

## Reflexionsvermögen von Isolatoren



## 2. Atomistische Theorie der optischen Eigenschaften

### 2.1 Freie Elektronen ohne Dämpfung

Von Außen angelegtes Wechselfeld (Licht) regt freie Elektronen zu Schwingungen an.  
Annahme: keine Dämpfung (z.B. durch WW mit Gitteratome)  
Vereinfachung: linear polarisiertes Licht, eindimensional

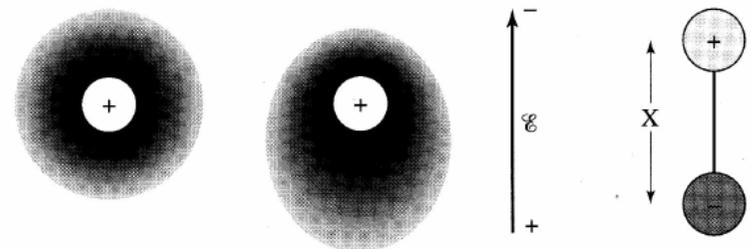
Feldstärke der Lichtwelle:  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \exp(i\omega t)$

Bewegungsgleichung des Elektrons, das durch Licht zu erzwungenen harmonischen Schwingungen angeregt wird:  $m \frac{d^2 x}{dt^2} = e\mathcal{E} = e\mathcal{E}_0 \exp(i\omega t)$

Lösungsansatz:  $x = x_0 \exp(i\omega t)$

liefert als stationäre Lösung:  $x = -\frac{e\mathcal{E}}{m4\pi^2\nu^2} \quad (1)$

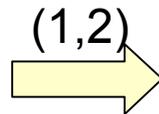
Im E-Feld schwingende Elektronen sind Träger eines Dipolmoments



Die Polarisation aller freien

Elektronen  $N_f$  beträgt:  $P = exN_f \quad (2)$

Mit  $D = \epsilon\epsilon_0\mathcal{E} = \epsilon_0\mathcal{E} + P$  folgt  $\epsilon = 1 + \frac{P}{\epsilon_0\mathcal{E}}$



$$\hat{\epsilon} = 1 - \frac{e^2 N_f}{4\pi^2 \epsilon_0 m \nu^2} = \hat{n}^2$$

$$\hat{\epsilon} = 1 - \frac{e^2 N_f}{4\pi^2 \epsilon_0 m \nu^2} = \hat{n}^2$$

Betrachtung von 2 Extremfällen

1) Frequenz der elektromagn. Welle ist klein. Damit wird  $\frac{e^2 N_f}{4\pi^2 \epsilon_0 m \nu^2}$  größer als 1.

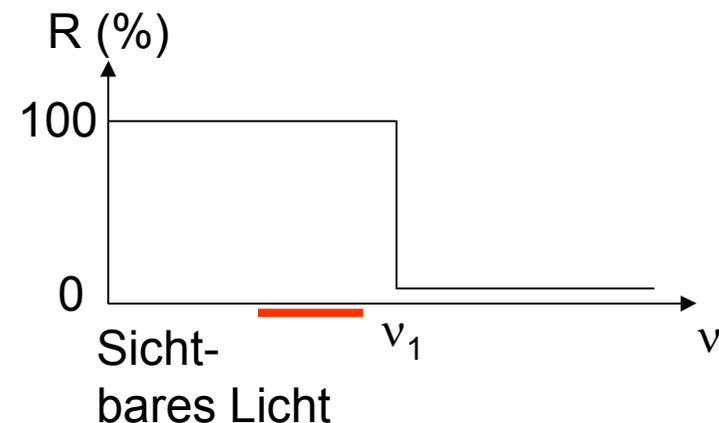
$\hat{n}^2$  wird negativ und  $\hat{n} = n - ik$  imaginär, d.h.  $n=0$

Einsetzen in das Beersche Gesetz gibt  $R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} = \frac{1+k^2}{1+k^2} = 1$

2) Hohe Frequenzen (UV), dann wird

$\frac{e^2 N_f}{4\pi^2 \epsilon_0 m \nu^2} < 1$ . Somit ist  $\hat{n}^2$  positiv  
und  $\hat{n} = n$  real, aber kleiner als 1. D.h.  $k=0$

sowie R klein  $R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$



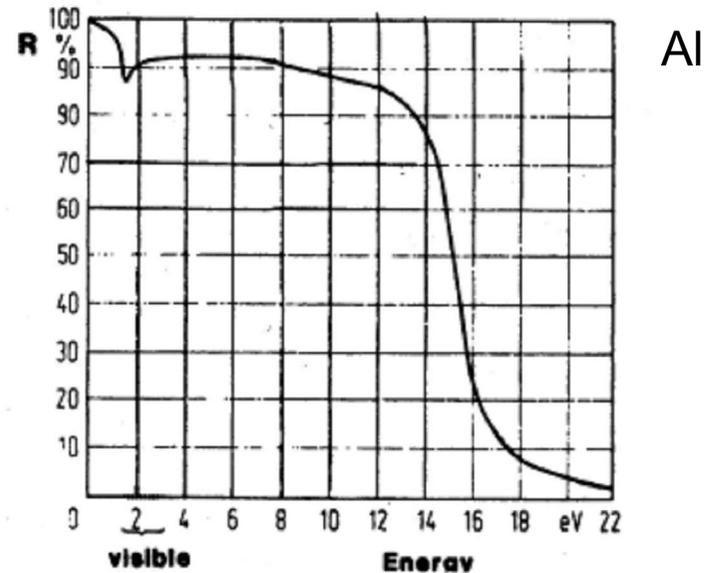
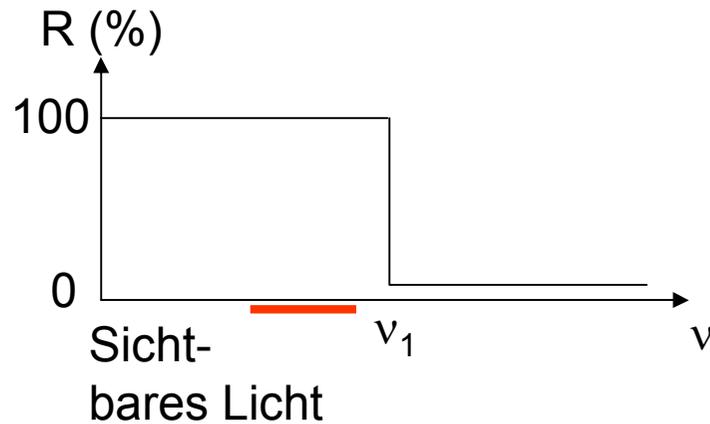
Das Material ist transparent für diese Wellenlängen

3) Der Übergang erfolgt bei der Plasmafrequenz  $\nu_1$  wo  $\frac{e^2 N_f}{4\pi^2 \epsilon_0 m \nu^2} = 1$ ; somit  $\nu_1^2 = \frac{e^2 N_f}{4\pi^2 \epsilon_0 m}$

$$\hat{\epsilon} = 1 - \frac{e^2 N_f}{4\pi^2 \epsilon_0 m \nu^2} = \hat{n}^2$$

### Vergleich Theorie - Experiment

Metal	Li	Na	K	Rb	Cs
$\nu_1$ ( $10^{14} \text{ s}^{-1}$ ), observed	14.6	14.3	9.52	8.33	6.81
$\nu_1$ ( $10^{14} \text{ s}^{-1}$ ), calculated	19.4	14.3	10.34	9.37	8.33
$\lambda_1$ nm ( $= c/\nu_1$ ), observed	150	210	290	320	360
$N_{\text{eff}}$ [free electrons/atom]	0.57	1.0	0.8	0.79	0.67



Bei der Plasmafrequenz  $\nu_1$  wird die dielektrische Konstante Null  
(Voraussetzung für Plasmaoszillation)

## 2.2 Freie Elektronen mit Dämpfung (Drude)

Oszillatormodell (klassische Elektronentheorie der Metalle):

Elektronen werden durch E-Feld zu Schwingungen angeregt. Energieabstrahlung des schwingenden Dipols führt zu Dämpfung

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} = e\mathcal{E} = e\mathcal{E}_0 \exp(i\omega t)$$

Dämpfung durch Reibungskraft, die Elektronenbewegung entgegen wirkt.

Die Rechnung ergibt eine charakteristische Frequenz  $\nu_2 = \frac{2\pi\epsilon_0\nu_1^2}{\sigma_0} = 2\pi\epsilon_0\nu_1^2\rho_0$

$$\nu_1^2 = \frac{e^2 N_f}{4\pi^2 \epsilon_0 m}$$

und für den Realteil

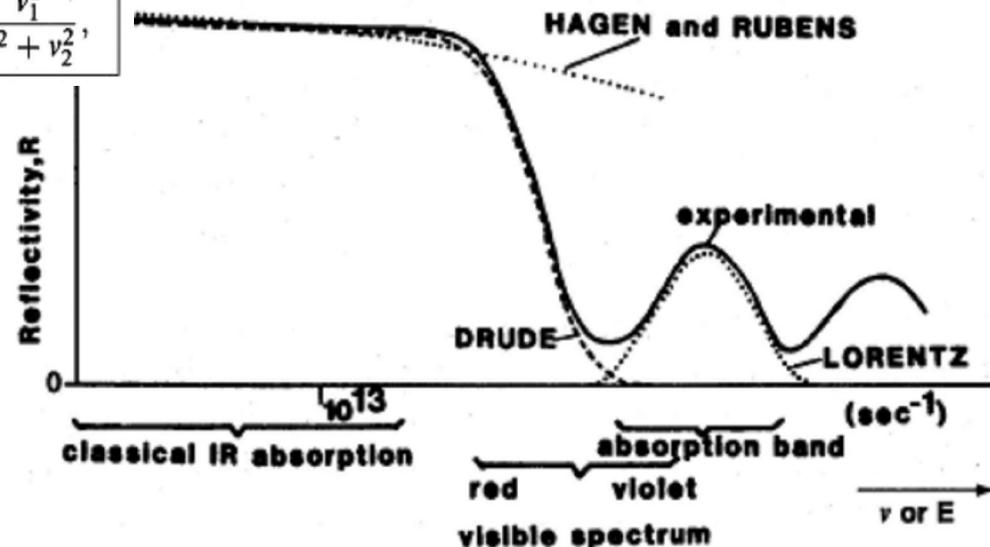
$$n^2 - k^2 = \epsilon_1 = 1 - \frac{\nu_1^2}{\nu^2 + \nu_2^2}$$

und Imaginärteil

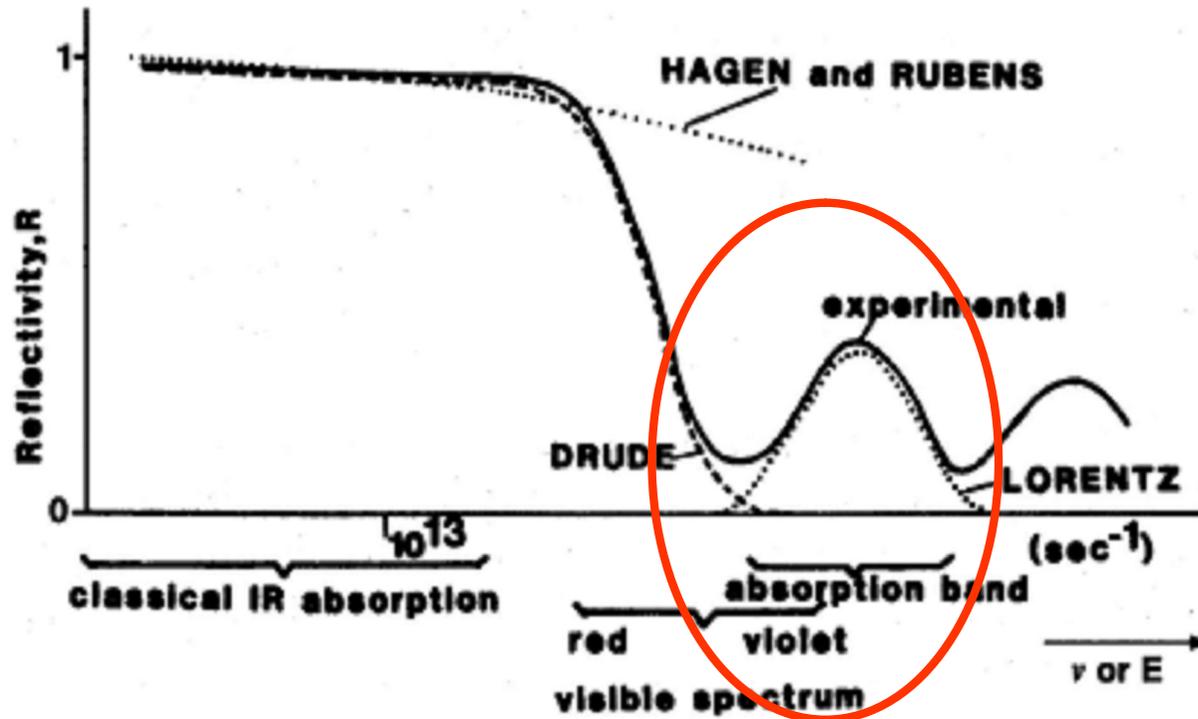
$$2nk = \epsilon_2 = \frac{\nu_2}{\nu} \frac{\nu_1^2}{\nu^2 + \nu_2^2}$$

$$R = \frac{\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} + 1 - \sqrt{2(\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} + \epsilon_1)}}{\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} + 1 + \sqrt{2(\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} + \epsilon_1)}}$$

(Beersches Gesetz)

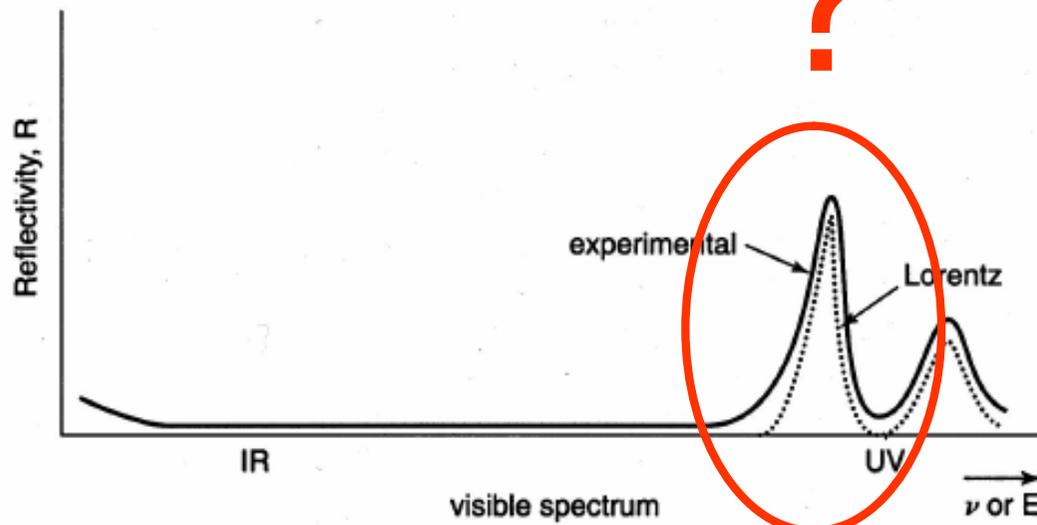


# Reflexionsvermögen von Metallen



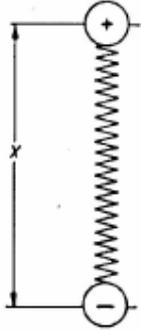
$$R = \frac{n^2 + k^2 + 1 - 2n}{n^2 + k^2 + 1 + 2n}$$

# Reflexionsvermögen von Isolatoren



## 2.3 Gebundene Elektronen (klassische Theorie für Dielektrika)

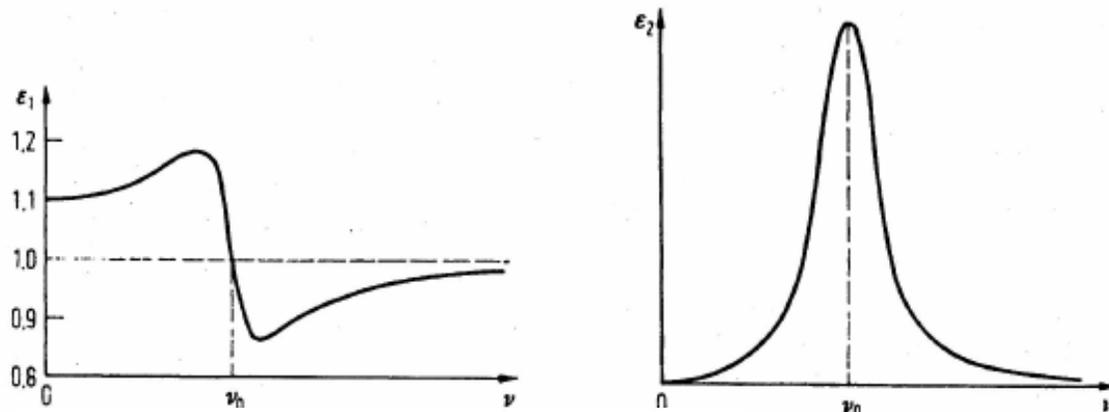
### Lorentz'sches Oszillatormodell



$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \gamma' \frac{dx}{dt} + \kappa x = eE_0 \exp(i\omega t)$$

Federkonstante (Rücktreibende Kraft)  
Dämpfung

Resonanzfrequenz ergibt sich zu  $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$



Frequency dependence of polarization,  $\epsilon_1 = n^2 - k^2$ , and absorption,  $\epsilon_2 = 2nk$ , as calculated with characteristic values for  $N_0$  and  $\nu'$ .

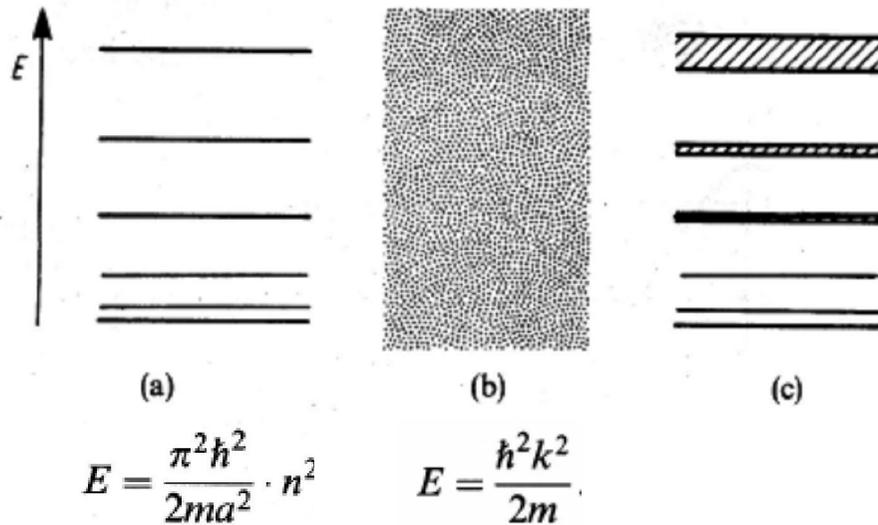
Im Bereich der Resonanzfrequenz tritt Absorption auf

### 3. Quantenmechanische Betrachtung

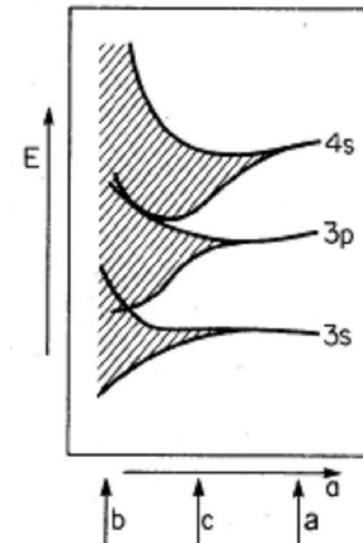
Problem der klassischen Theorie:

Wieso sind Elektronen bei kleinen Frequenzen frei und bei höheren gebunden?

Hier hilft die quantenmechanische Betrachtung

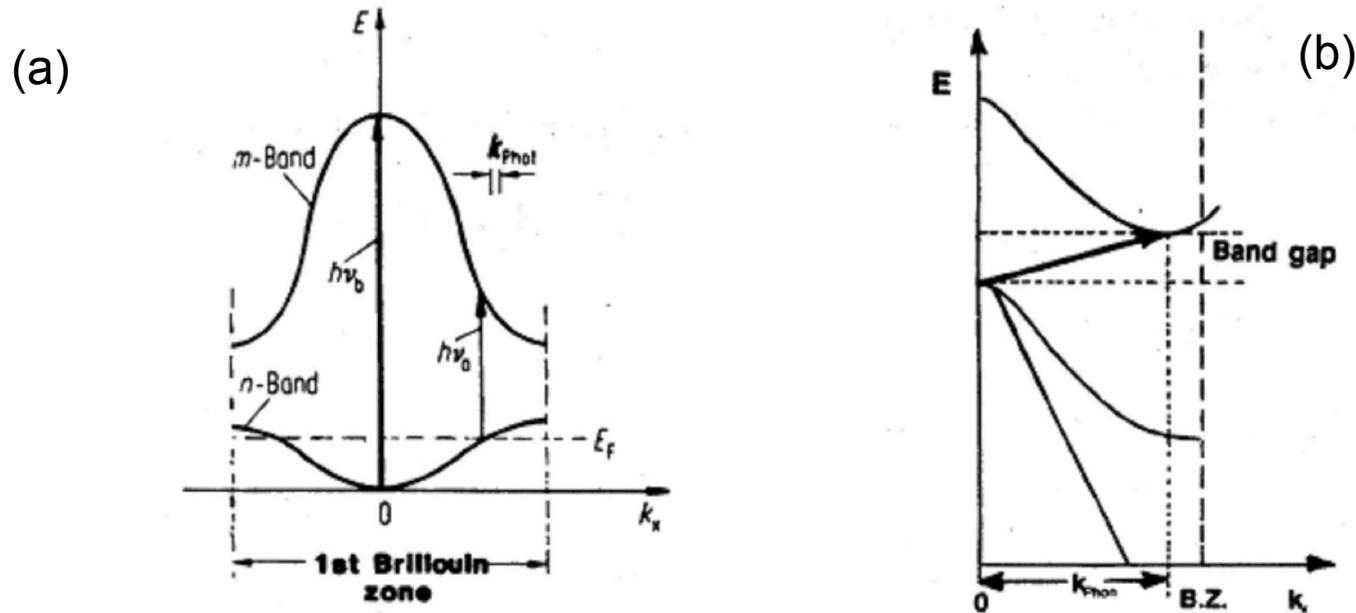


Allowed energy levels for (a) bound electrons, (b) free electrons, and (c) electrons in a solid.



Aufweitung der diskreten Energieniveaus in Bänder und schließlich in kontinuierlichen Energiebereich mit abnehmenden Atomabstand.

### 3.1 Absorption von Licht durch Interbandübergänge



Licht kann Elektronen in höhere unbesetzte Zustände anregen

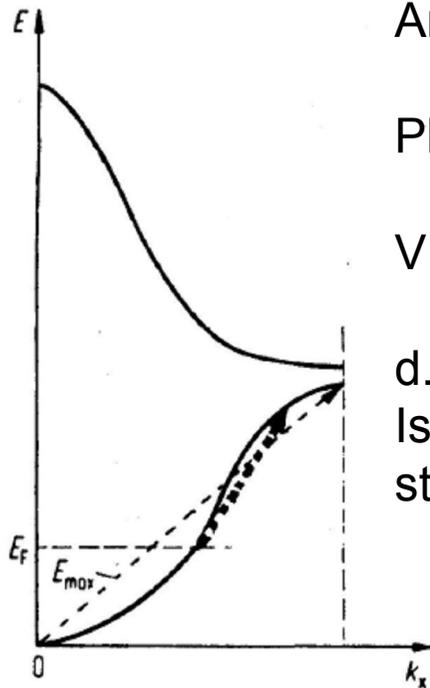
Für sichtbares Licht ist Impuls  $p_L = \hbar k_L$  und damit Wellenzahlvektor viel kleiner als der eines Elektrons  $p_e = \hbar k_e$ . Somit ist  $k_L$  viel kleiner als Durchmesser der BZ. Bleibt  $k_e$  konstant spricht man von direktem Bandübergang (a).

Bis zu einem gewissen Grad kann Lichtquant unter Beteiligung eines Phonons absorbiert werden (indirekter Bandübergang (b)). Impuls Phonon kann Impuls des Elektrons entsprechen. Bei Absorption des Lichtquanten auch Phononenaustausch mit Gitter. Effekt 100 bis 1000 mal seltener als direkter Bandübergang. V.a. wichtig für Halbleiter.

(a) Energiebreite des Interbandübergangs

$h\nu_a$  bis  $h\nu_b$

### 3.2 Absorption von Licht durch Intrabandübergänge



Anregung in höheren (unbesetzten) Zustand des gleichen Bandes.

Phonon notwendig!

V.a. bei Metallen, teilweise bei HL (hohe Temperatur)

d.h. Band darf nur teilweise gefüllt sein.

Ist das Valenzband komplett gefüllt, kann kein Intrabandübergang stattfinden -> transparent

Zusammenfassung:

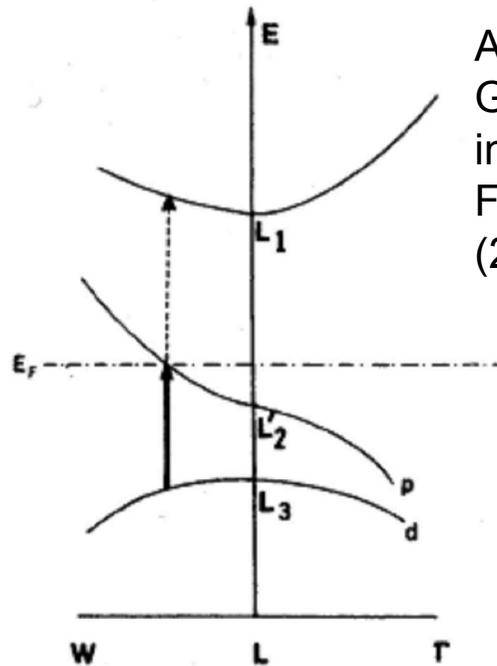
niedrige Photonenenergie Intrabandübergänge (falls möglich, d.h. Metalle)

-freie Elektronen im klassischen Bild

Oberhalb kritischer Photonenenergie Interbandübergänge

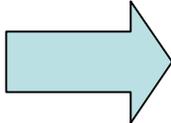
-gebundene Elektronen im klassischen Bild

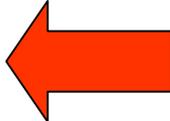
### 3.3 Optische Spektren von Cu und Cu Legierungen



Ausschnitt Bandstruktur Cu  
 Gestrichelter Pfeil Anregung von Fermi-Energie  
 in höheres Band ( $<2.3\text{eV}$ )  
 Fetter Pfeil von d-Band zu Fermi-Energie  
 ( $2.2\text{ eV}$ )

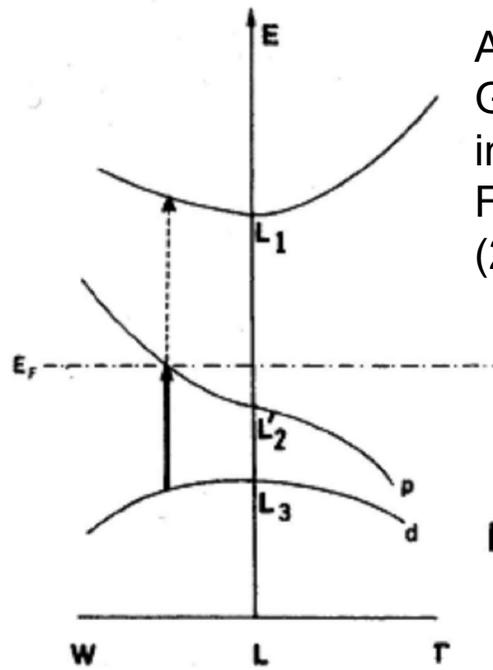


Von Cu absorbiert 

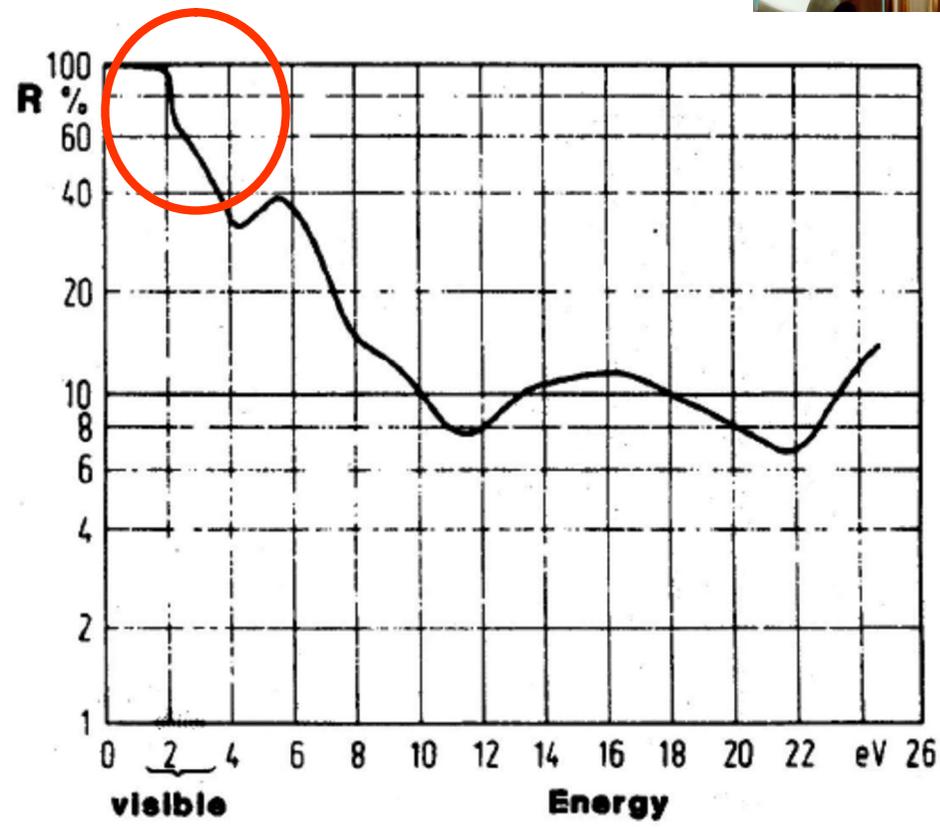
Cu rötlich 

Farbton	Wellenlänge	Wellenfrequenz	Energie pro Photon
<u>Violett</u>	380 - 420 nm	789 - 714 THz	3,26 - 2,95 eV
<u>Blau</u>	420 - 490 nm	714 - 612 THz	2,95 - 2,53 eV
<u>Grün</u>	490 - 575 nm	612 - 522 THz	2,53 - 2,16 eV
<u>Gelb</u>	575 - 585 nm	522 - 513 THz	2,16 - 2,12 eV
<u>Orange</u>	585 - 650 nm	513 - 462 THz	2,12 - 1,91 eV
<u>Rot</u>	650 - 750 nm	462 - 400 THz	1,91 - 1,65 eV

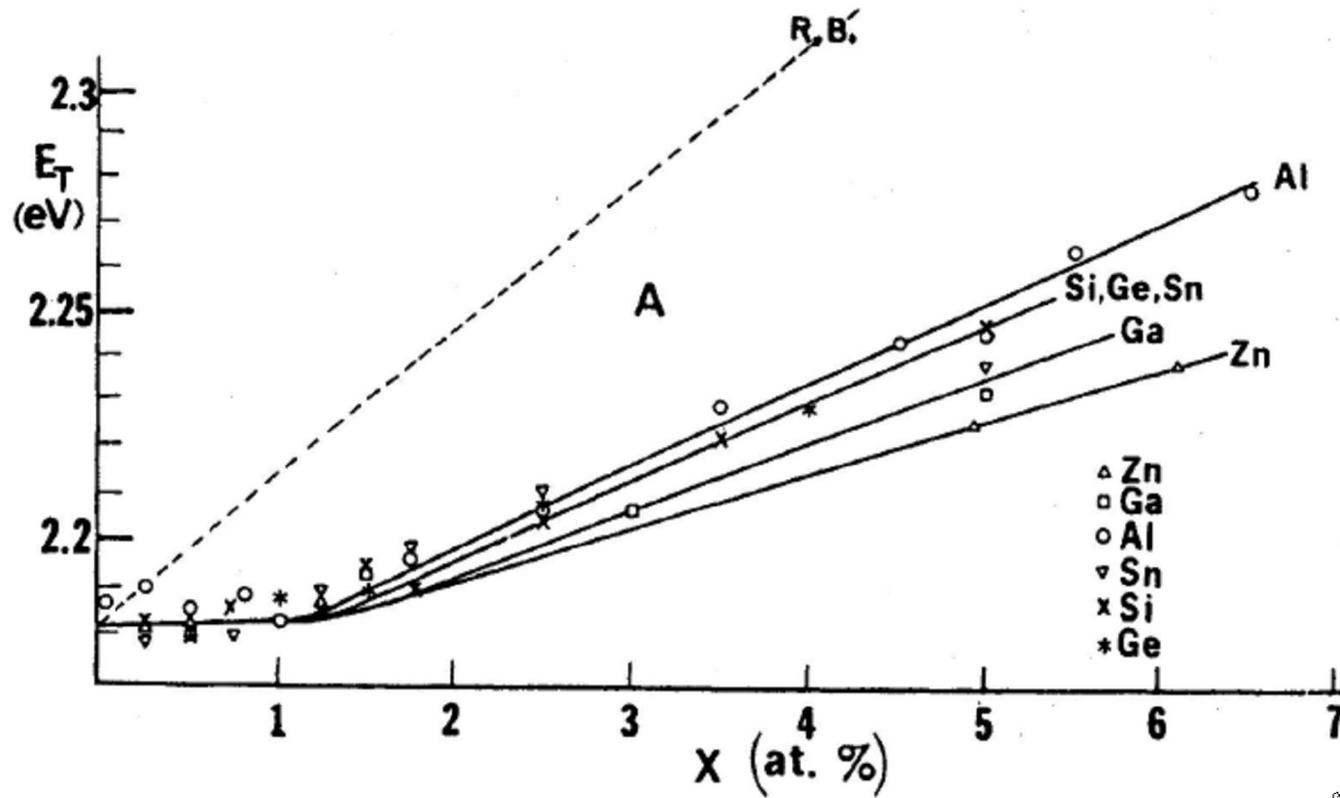
### 3.3 Optische Spektren von Cu und Cu Legierungen



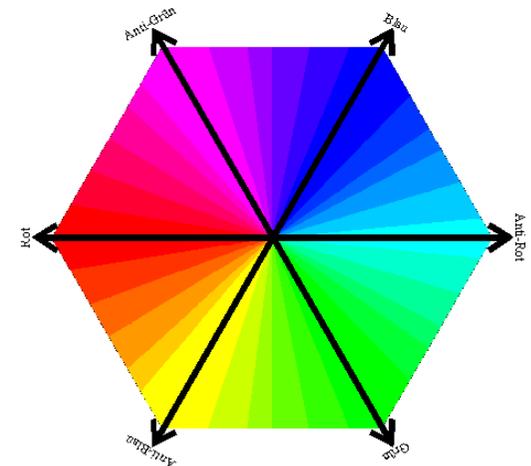
Ausschnitt Bandstruktur Cu  
 Gestrichelter Pfeil Anregung von Fermi-Energie  
 in höheres Band (<2.3eV)  
 Fetter Pfeil von d-Band zu Fermi-Energie  
 (2.2 eV)



# Verschiebung der Absorptionsenergie in Cu durch Legierungselemente

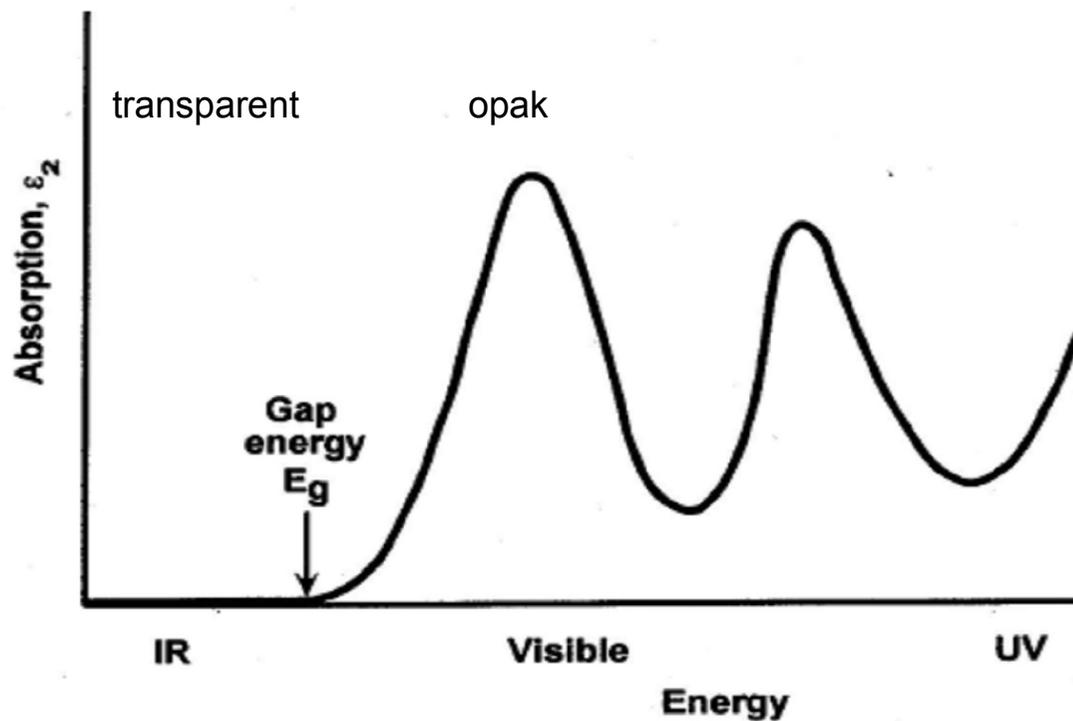


Rigid Band (Annahme:starre Verschiebung der Bänder durch Wertigkeit der gelösten Fremdatome) überschätzt Effekt



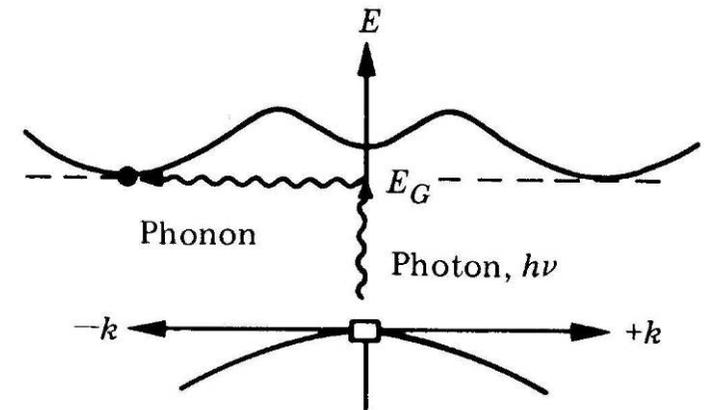
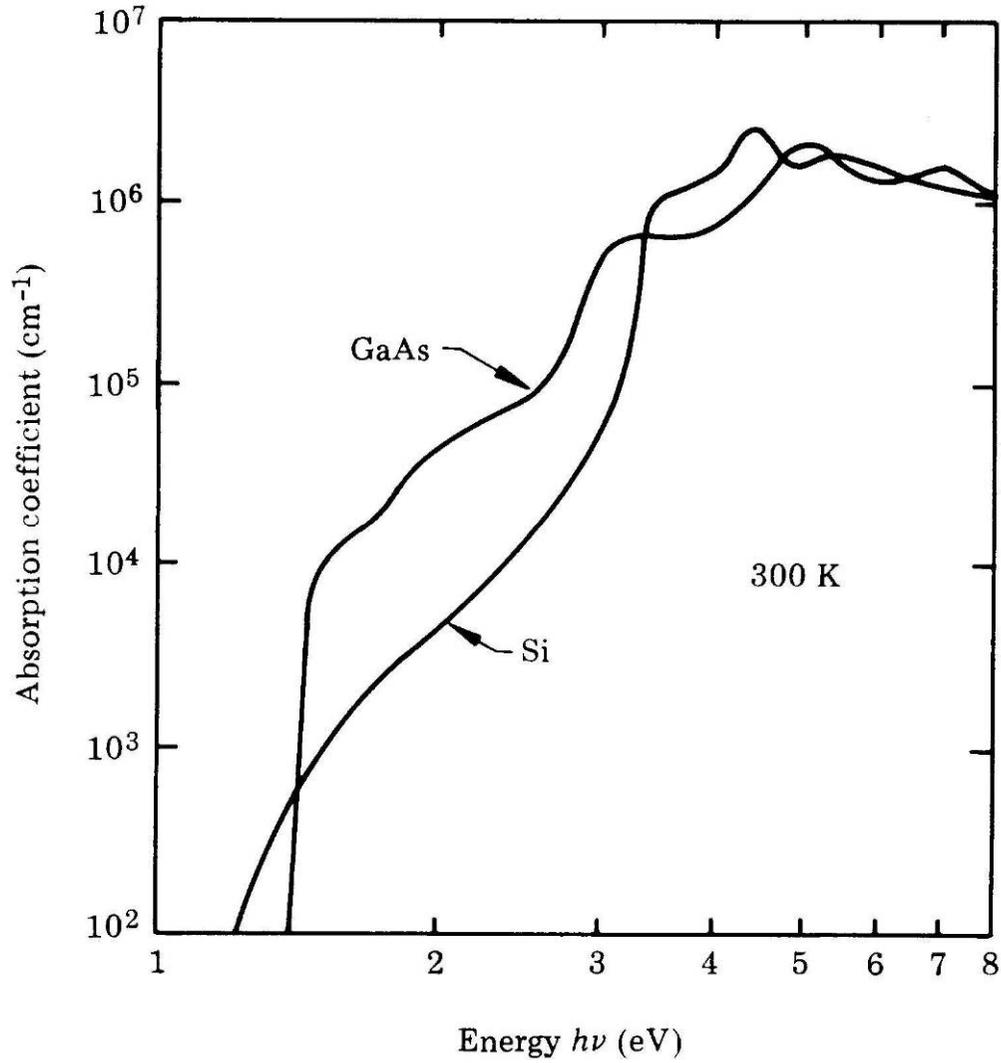
### 3.4 Halbleiter

Intrinsisch: bei niedrigen Temperaturen sind die Bänder voll besetzt  
→ Intradbandübergänge nicht möglich; optisch transparent für Energien  $<$  Bandlücke

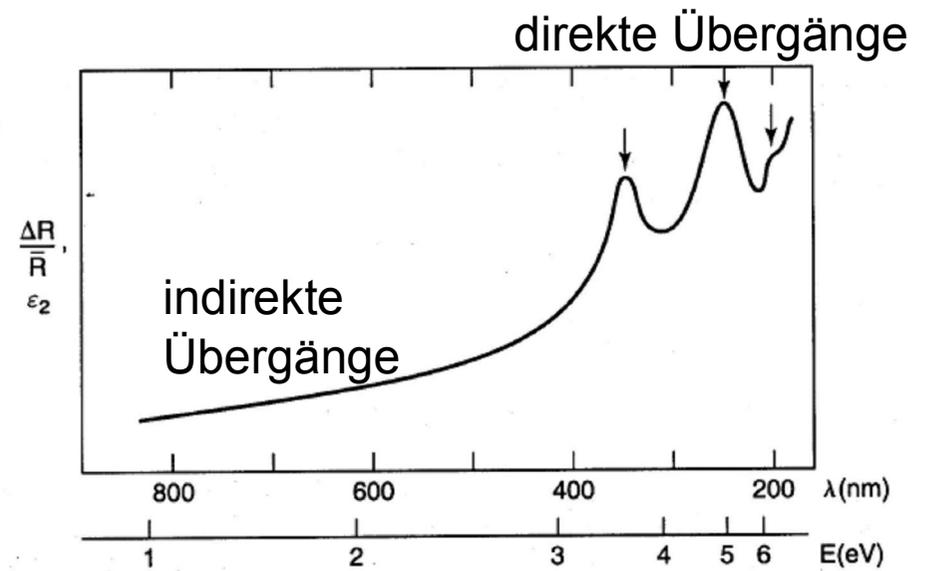
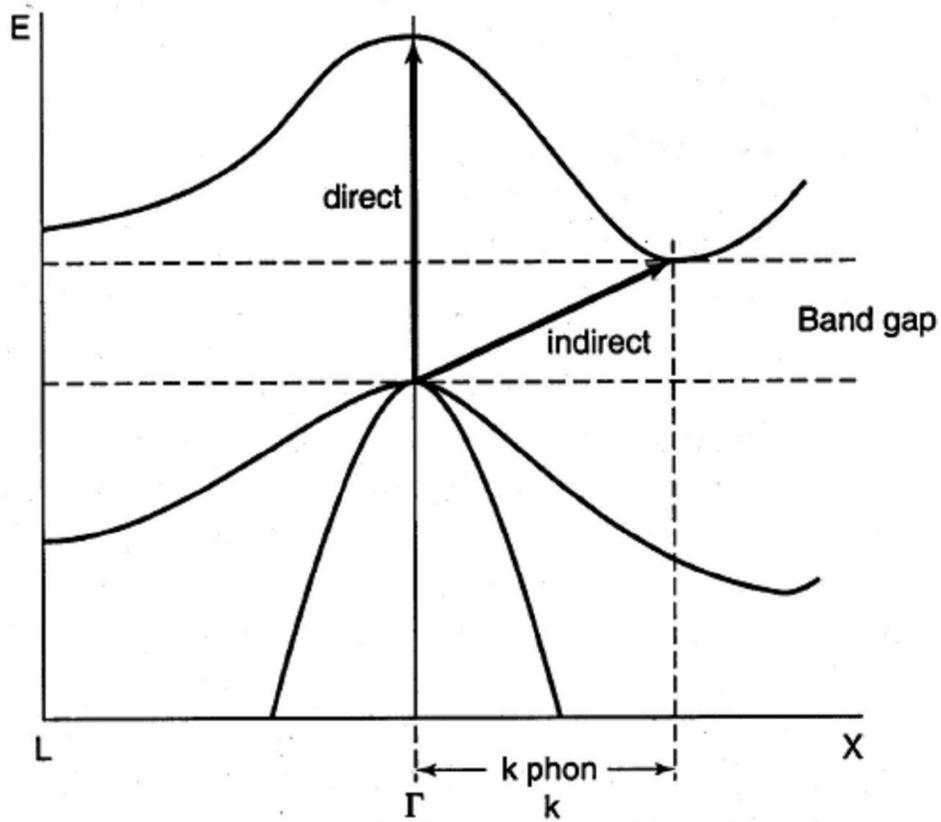


schematischer Verlauf

# Direkter und indirekter Bandübergang

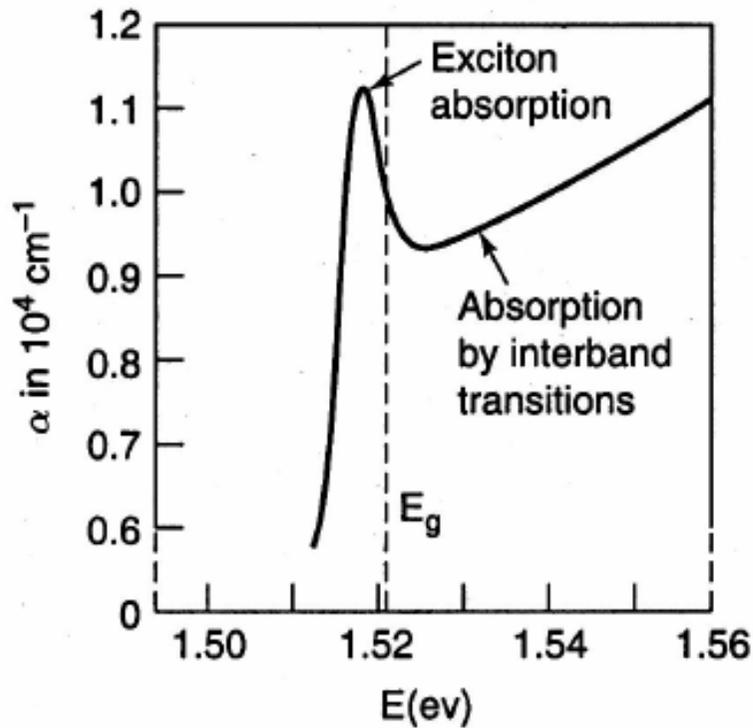


geringe Übergangswahrscheinlichkeit bei indirekten HL wegen Phononbeteiligung

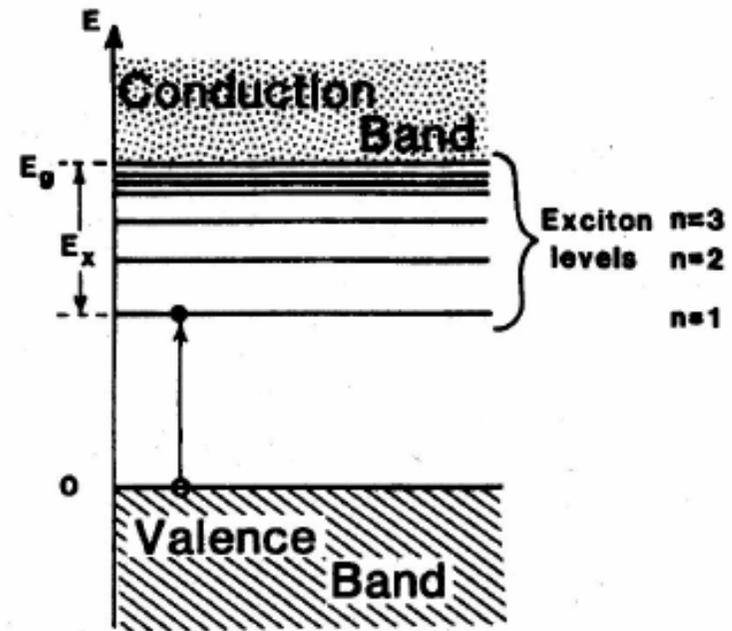


Differentielle Reflexion von Si

## Absorption und Exzitonen-Niveaus in GaAs



(a)

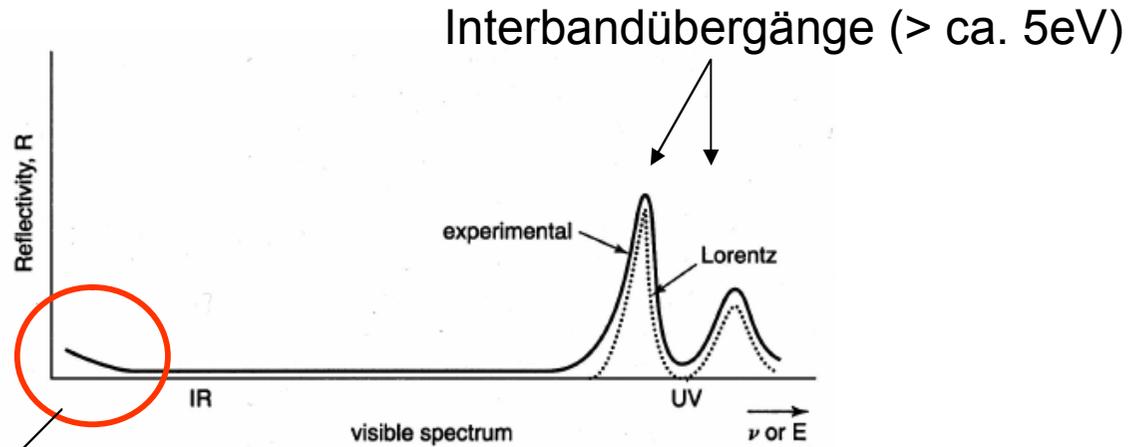
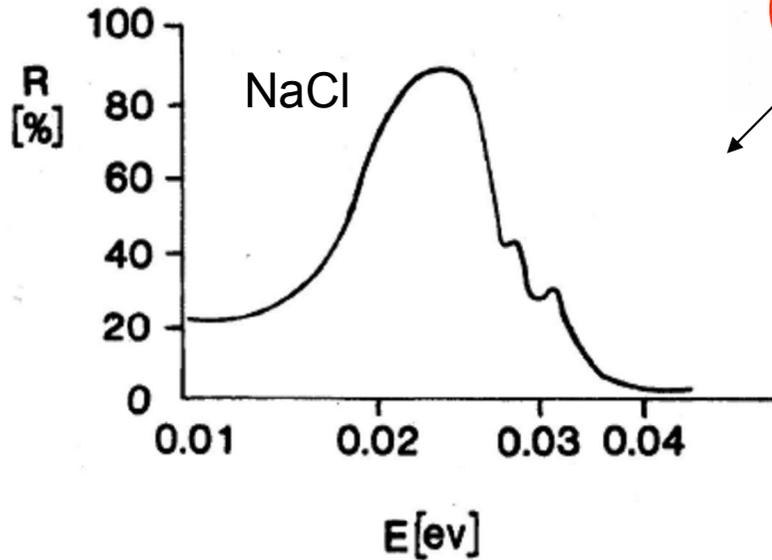


(b)

### Zusammenfassung Absorptionsmechanismen in HL

- direkter Bandübergang
- indirekter Bandübergang
- Exzitonen (Bildung von Elektron-Loch Paaren, Bindungsenergie ca. 0.01eV)
- Donator- und Akzeptorübergänge in dotierten (extrinsischen) HL
- bei höheren Temperaturen: Intrabandübergänge möglich (aber schwach)

### 3.5 Isolatoren



Resonanzfrequenz durch Schwingung von Gitteratomen (Phononen) begrenzt transparenten Bereich zu kleinen Energien

z.B. Quarz: 0.29 eV (4.28  $\mu\text{m}$ ) bis 6.9 eV (0.18  $\mu\text{m}$ ) transparent

Farbe:	Na+	Cl-	Na+	Anionenleerstelle(n) werden durch Elektron(en) ausgeglichen.
• F-Zentren	Cl-	Na+	Cl-	Elektron verhält sich wie im Kastenpotential, absorbiert sichtbares Licht; z.B. in NaCl
• Verunreinigungen (Cr <sup>3+</sup> statt Al <sup>3+</sup> in Korund → Rubin)	Na+	-	Na+	Elektron in Cl-Leerstelle absorbiert 465 nm (blau)
	Cl-	Na+	Cl-	

## 4. Emission von elektromagnetischer Strahlung (Licht)

### 4.1 Lumineszenz:

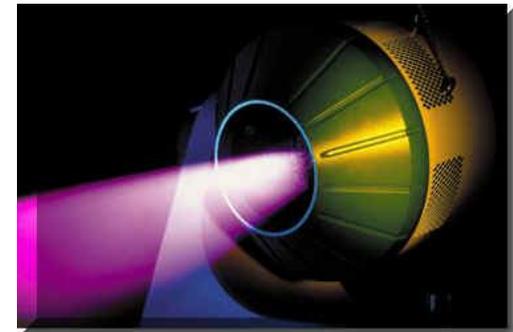
Aussendung von Licht beim Übergang eines Elektrons aus einem höheren Zustand in einen niedrigeren

- Photolumineszenz: Anregung durch Licht
- Elektrolumineszenz: Anregung durch angelegtes elektrisches Feld (LED)
- Kathodolumineszenz: Anregung durch hochenergetische Elektronen (TEM, Bildröhren)
- Thermolumineszenz: Anregung durch Wärme (Glühbirne)

Fluoreszenz: Übergang findet in ns statt (Spin-erlaubt);  $\text{CaF}_2$

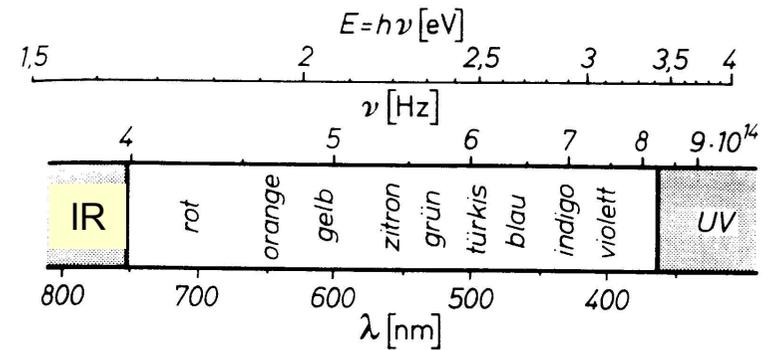
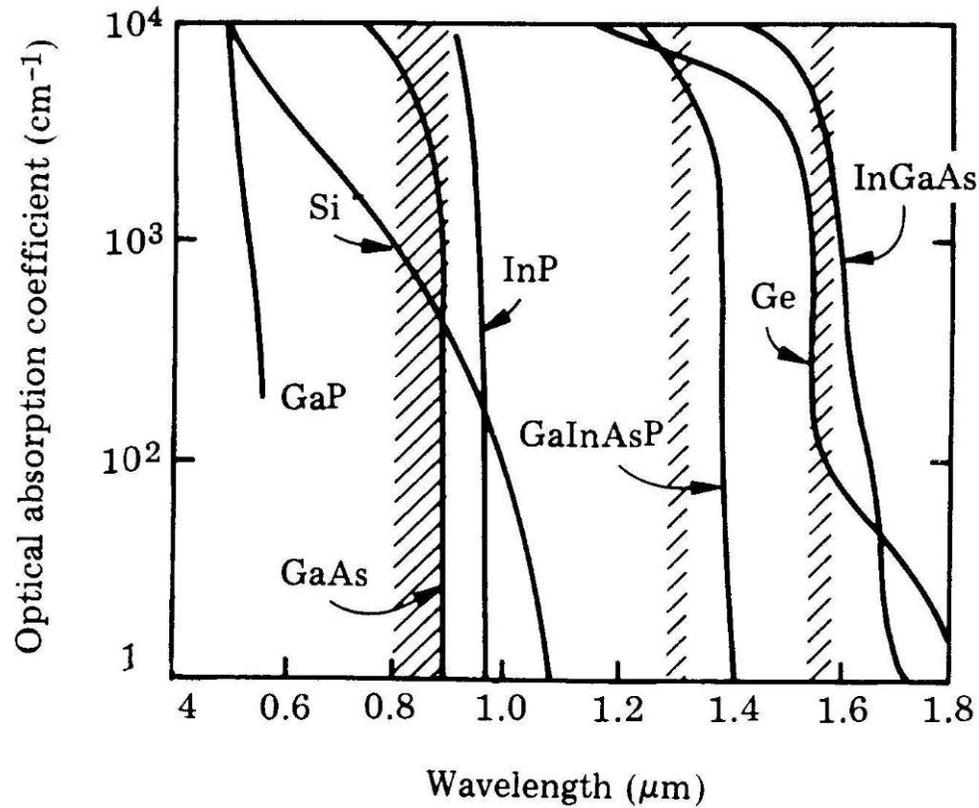
Phosphoreszenz: Übergang  $> \mu\text{s}$ ; Nachleuchten (metastabiler Zwischenzustand)

Beispiele: ZnS, ZnO basierte Stoffe



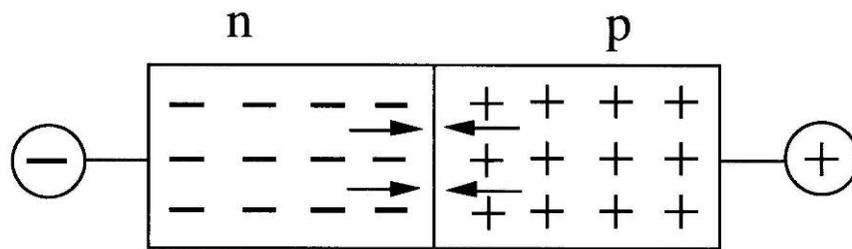
## 4.2 Optoelektronische Bauelemente

### Photodetektor & Leuchtdiode

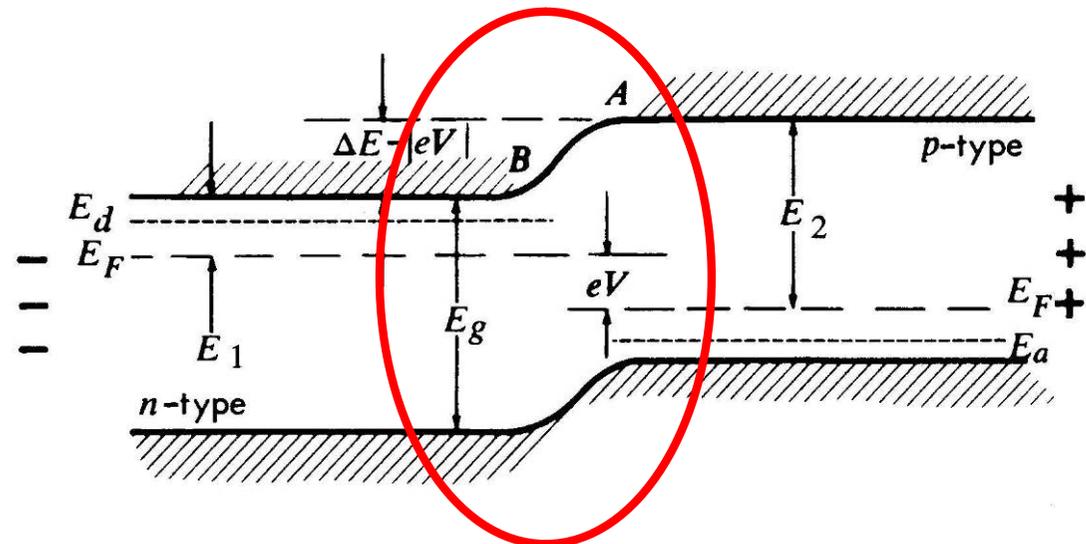


# Leuchtdioden (LED)

## p-n-Übergang unter Spannung: Durchlassrichtung



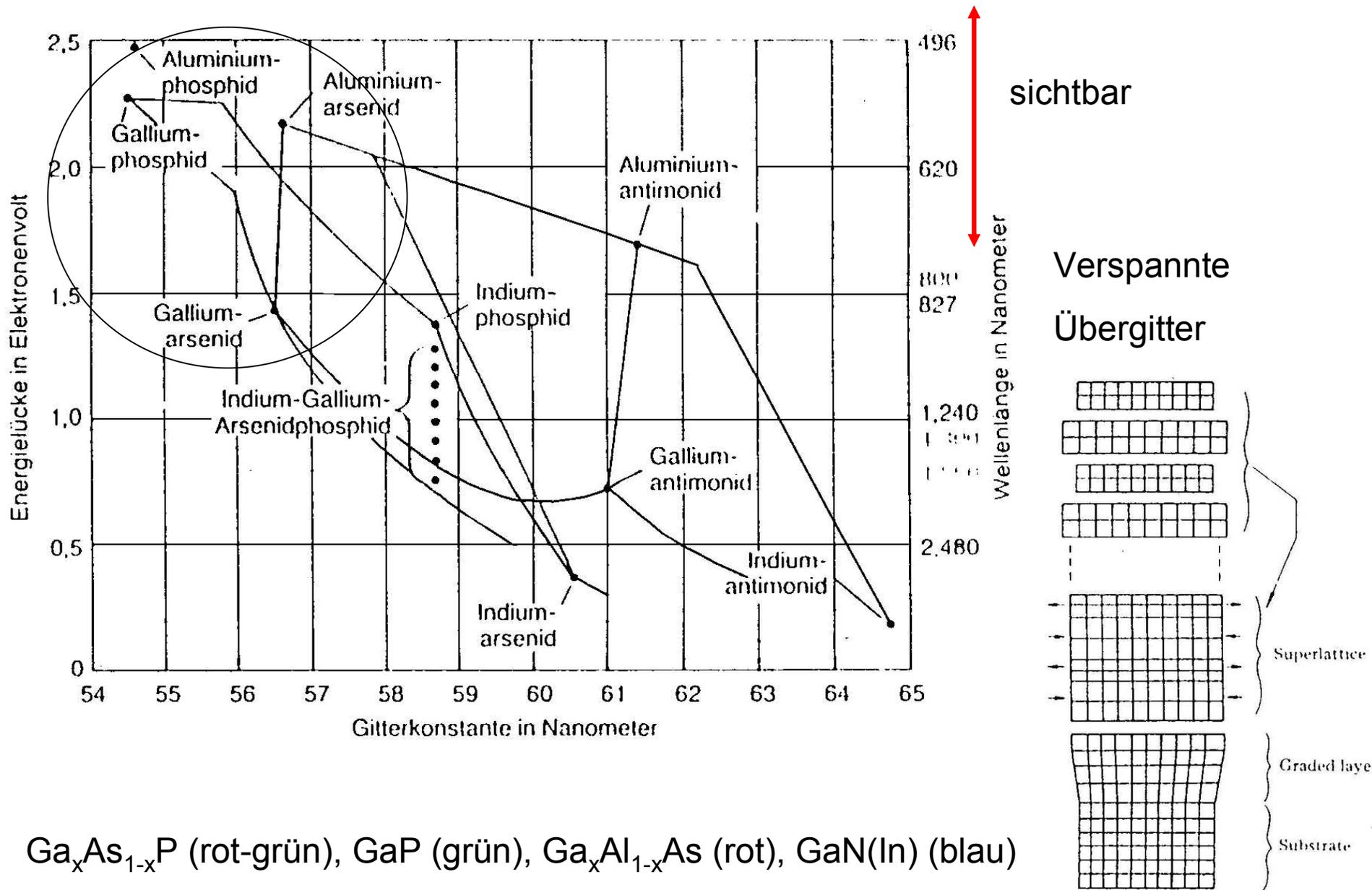
Strahlende Rekombination in RLZ: Elektronen des n-HL finden freie Zustände im VB des p-HL



Vorteile: hohe Lebensdauer (bis 100.000h) im Vergleich zu Glühlampen (2.000h)  
Hohe Intensität – doppelte Lichtausbeute im Vgl. zu Glühlampe  
Geringer Stromverbrauch, erzeugt weniger Wärme

Kosten: eine LED 10 Cent bis 1 Euro

# „Band Gap Engineering“

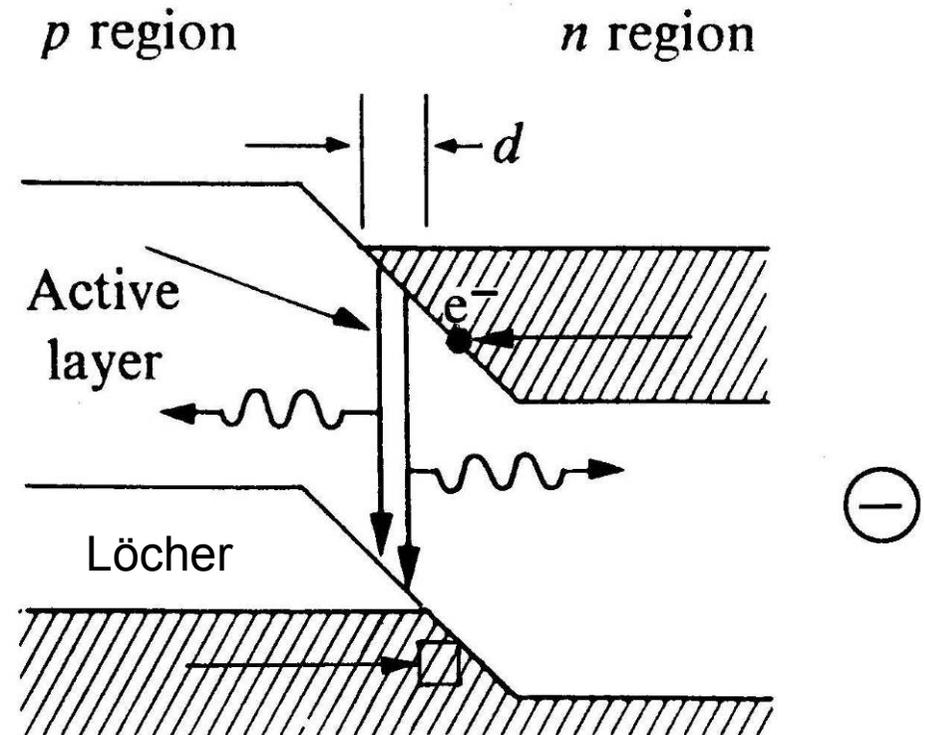
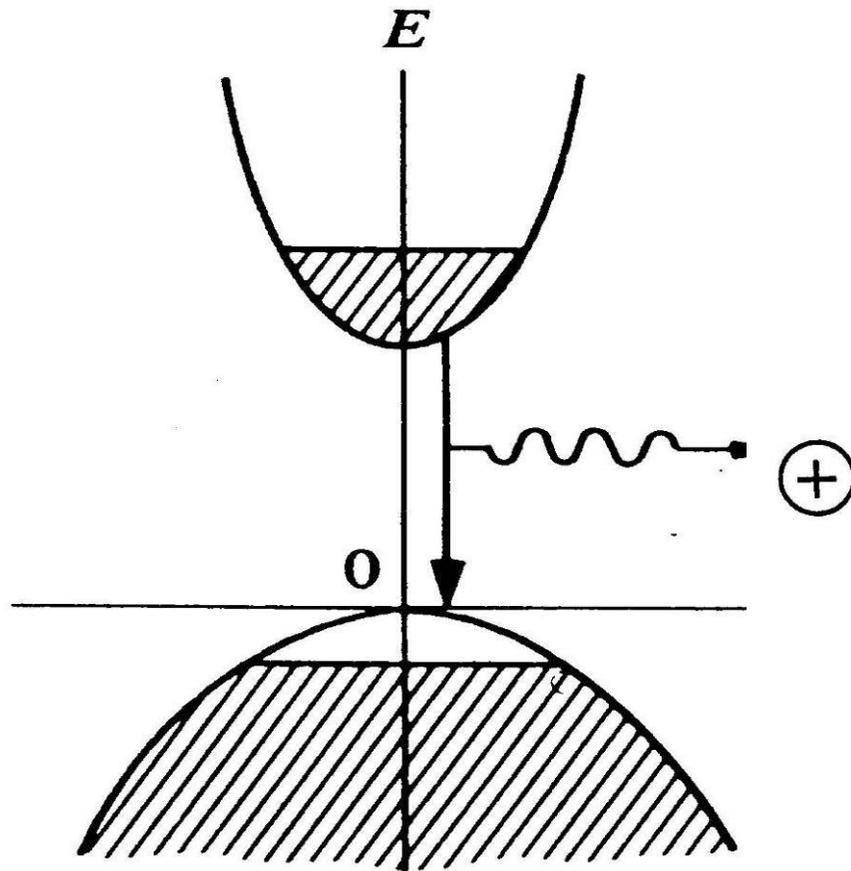


$Ga_xAs_{1-x}P$  (rot-grün),  $GaP$  (grün),  $Ga_xAl_{1-x}As$  (rot),  $GaN(In)$  (blau)

Laser (light amplification by stimulated emission of radiation)

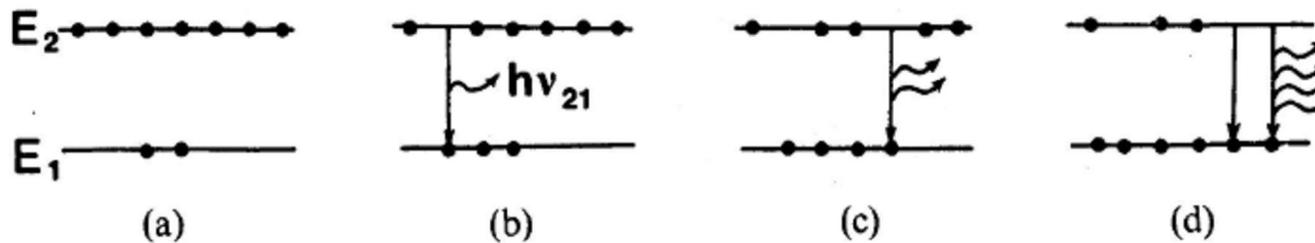
Grundprinzip:

1) **Populationsinversion** (Besetzungsinversion) notwendig



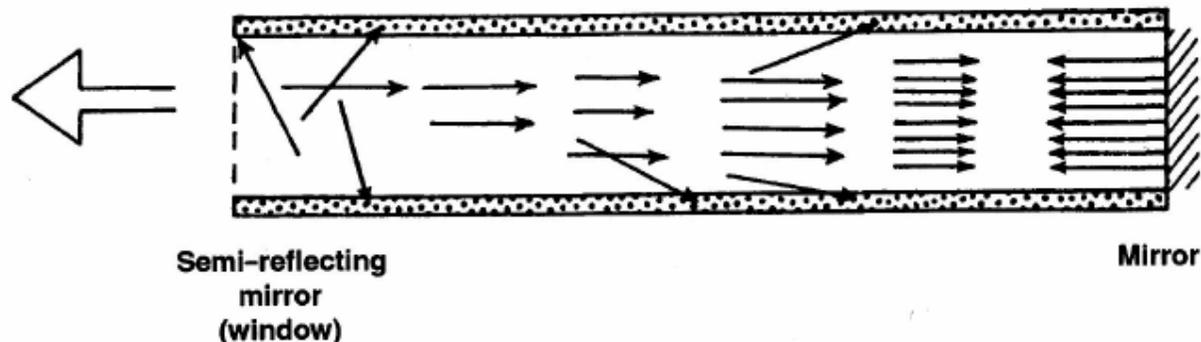
p-n-Übergang im Durchgangsbetrieb:

## 2) Stimulierte Emission



In  $E_2$  mehr Elektronen als in  $E_1$ , Übergang eines Elektrons in  $E_1$  führt zu Emission von Lichtquant mit Energie  $E_{21} = h\nu_{21}$ . Dieses Photon stimuliert einen weiteren  $E_2$ - $E_1$  Elektronen-Übergang, und damit Emission eines weiteren Photons, das in Phase (**phasen-kohärent**) mit erstem ist. Beide stimulieren 2 weitere Übergänge usw.

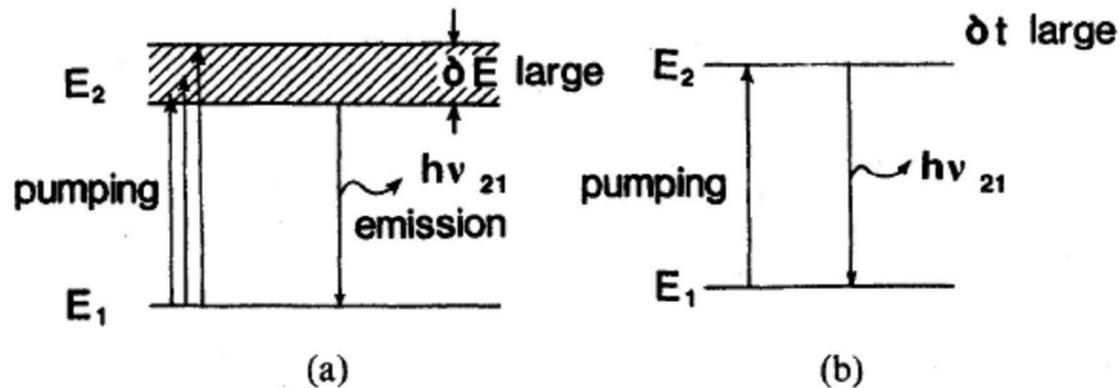
Emittiertes „LASER-Licht“ ist kohärent und monochromatisch!  
Es lässt sich stark bündeln (Fokussierung → Schneidewerkzeug)



Schematisches Prinzip: Aktiver Bereich schmal. Beide Enden mit Spiegel versehen, einer teilweise durchlässig. Nur Strahlen die perfekt zwischen Spiegeln laufen werden verstärkt, während die anderen an den Seitenwänden absorbiert werden

## Wie erreicht man Besetzungsinversion ??

„Pumpen“ der Elektronen von  $E_1$  nach  $E_2$  durch Licht, Ladungsträgerinjektion, ...

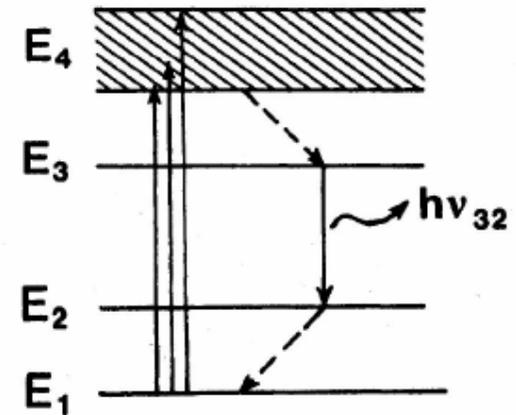
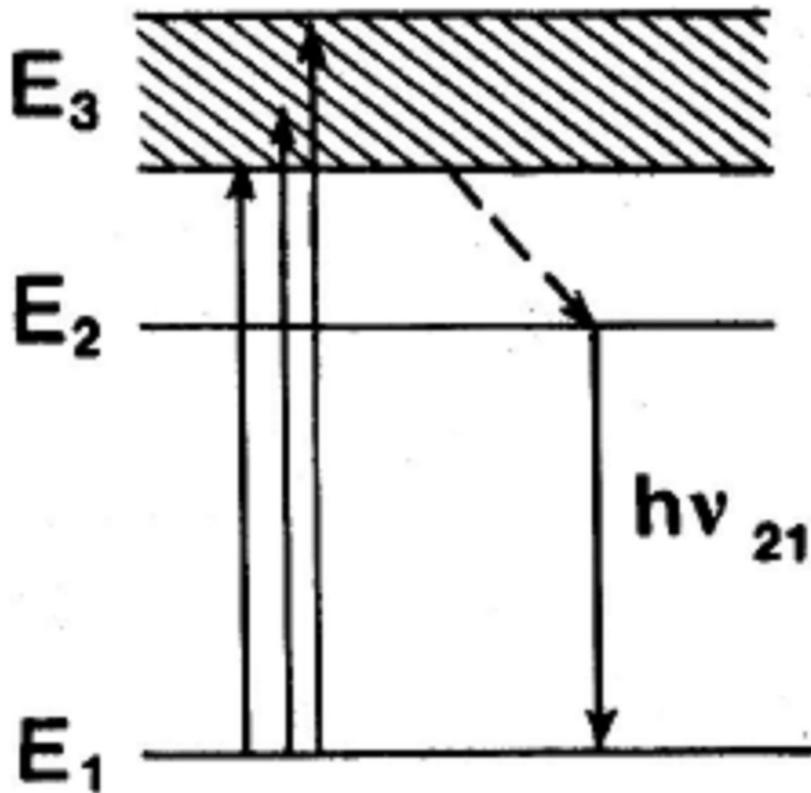


Next, we discuss how **population inversion** can be achieved. For this we need to quote Heisenberg's uncertainty principle,

$$\delta E \cdot \delta t \propto h,$$

which states that the time span,  $\delta t$ , for which an electron remains at the higher energy level,  $E_2$ , is large when the bandwidth,  $\delta E$ , of  $E_2$  is narrow. In other words, a sharp energy level ( $\delta E$  small,  $\delta t$  large) supports the population inversion, Fig. 13.33(b)). On the other hand, a large pumping efficiency requires a large  $\delta E$  (Fig. 13.33(a)), which results in a small  $\delta t$  and a small population inversion. Thus, high pumping efficiency and large population inversion mutually exclude each other in a two-level configuration.

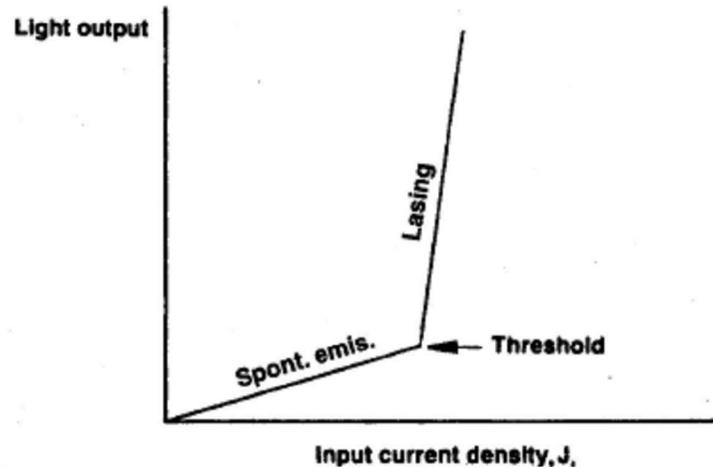
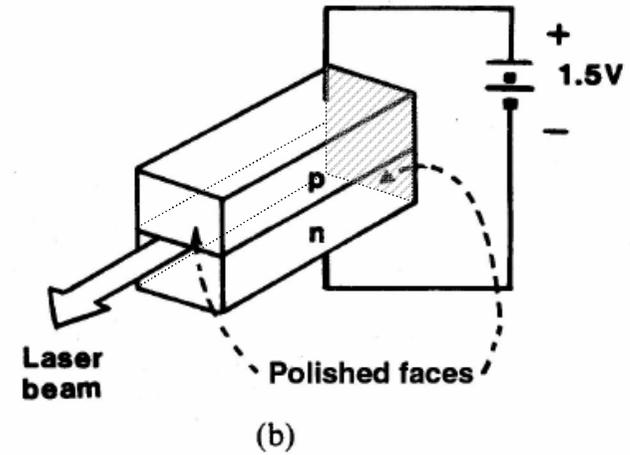
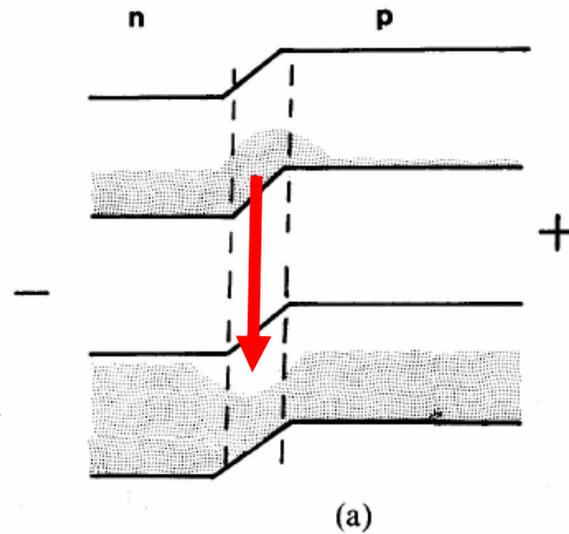
**Lösung:** 3 oder 4 Niveaus. Z.B. 3 Niveaus, Pumpniveau 3 breit, d.h. hohe Pumpeffizienz aber geringe Verweildauer (pico s...atto s). Strahlungsloser Übergang nach  $E_2$  mit Phononbeteiligung.  $E_2$  schmal, längere Verweildauer ( $\mu\text{s}..ms$ ). Dort erhält man dann die Besetzungsinversion.



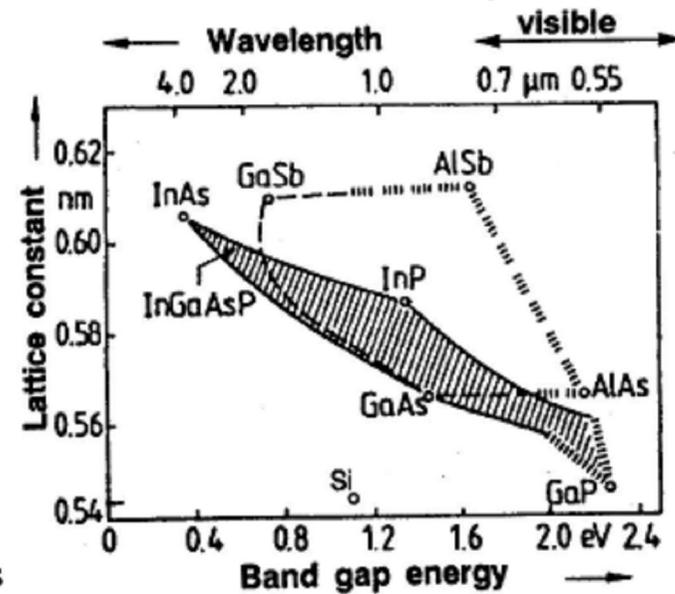
# Halbleiter-Laser:

Aktiver Bereich ist pn-Übergang.

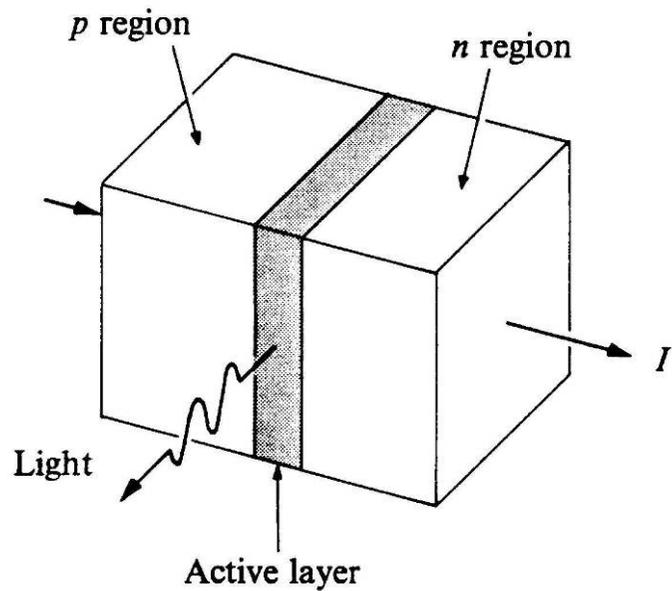
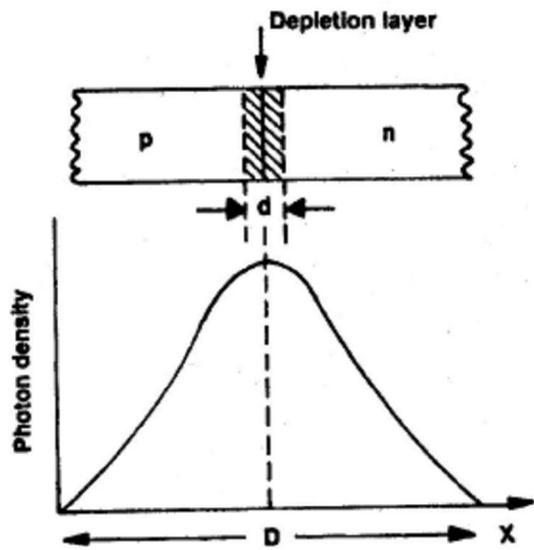
Effizienz direkter HL wesentlich höher als Indirekter HL



Schematic representation of the power output of a diode laser versus the pump current density.

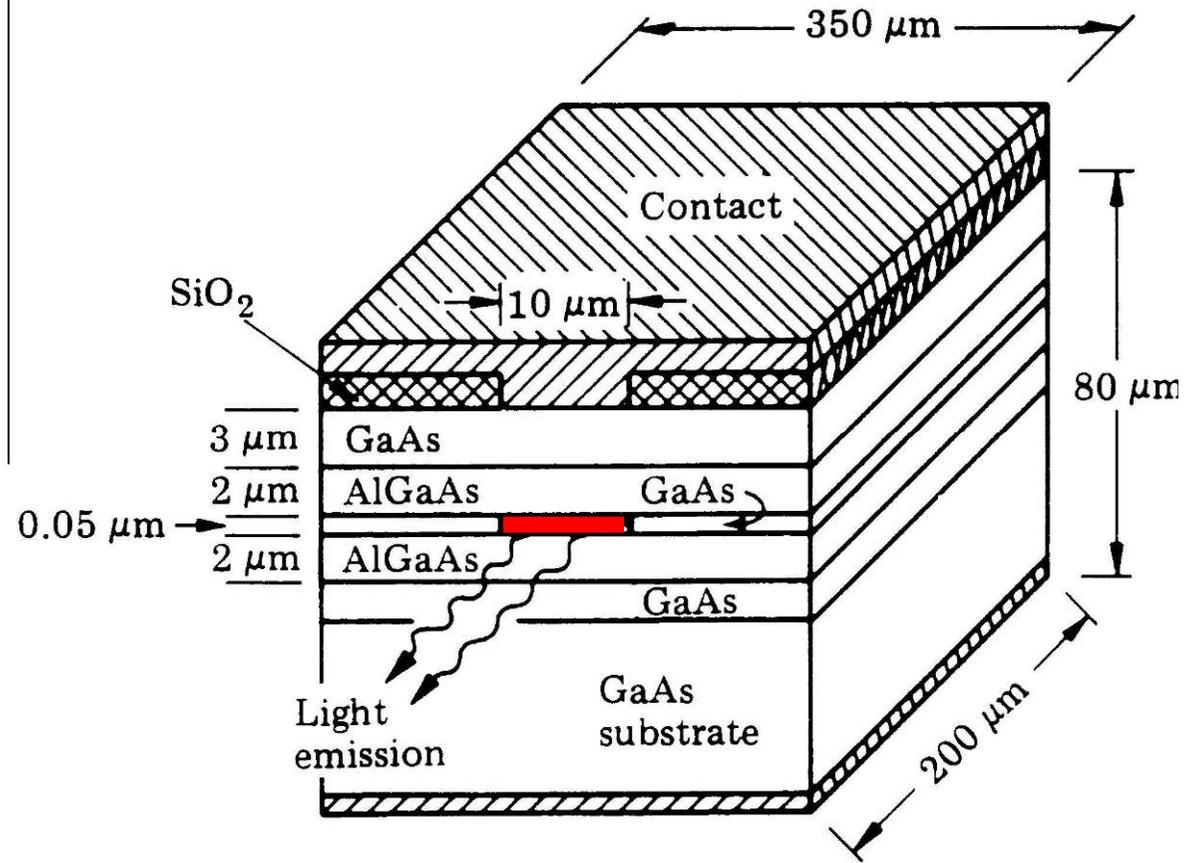


# Homo-Übergangslaser

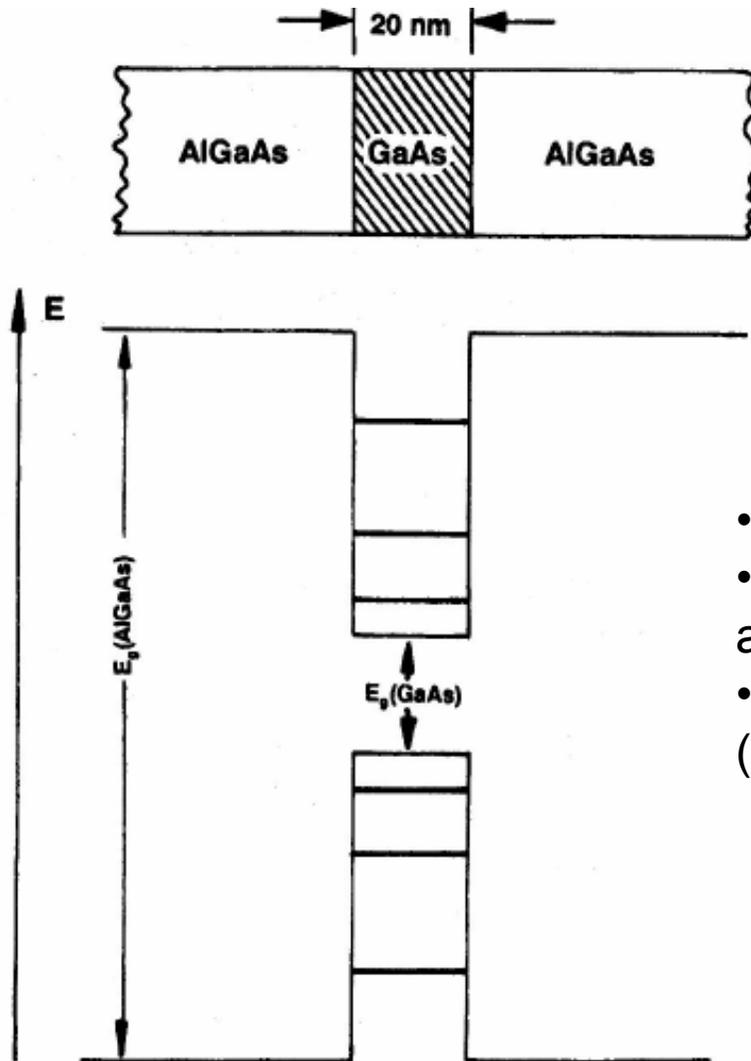


Abhilfe:

# Hetero-Übergangslaser



# Quantum Well Laser



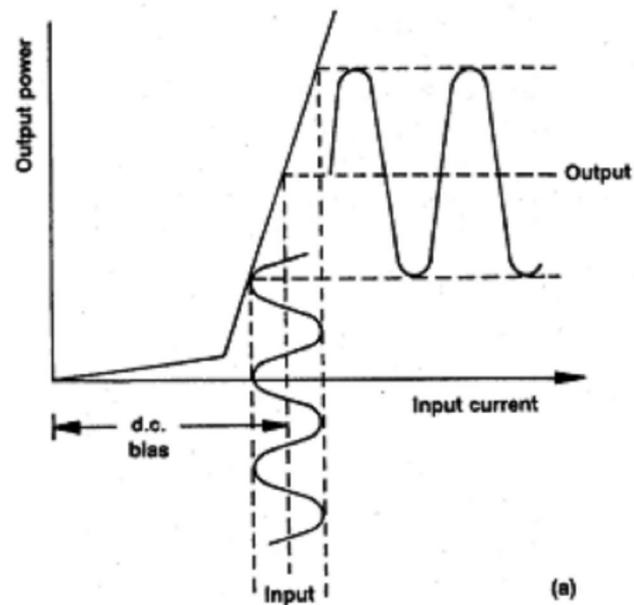
- Dimension erreicht Wellenlänge der Elektronen
- Quantentrog hat kleinere Bandlücke als angrenzende Materialien
- Quantentrog hat diskrete Energiewerte („Elektron im Kasten“)

Schematisch, Energieunterschiede stark überzeichnet!

# Optische Nachrichtentechnik

Laser Modulation notwendig.  
Möglichkeiten:

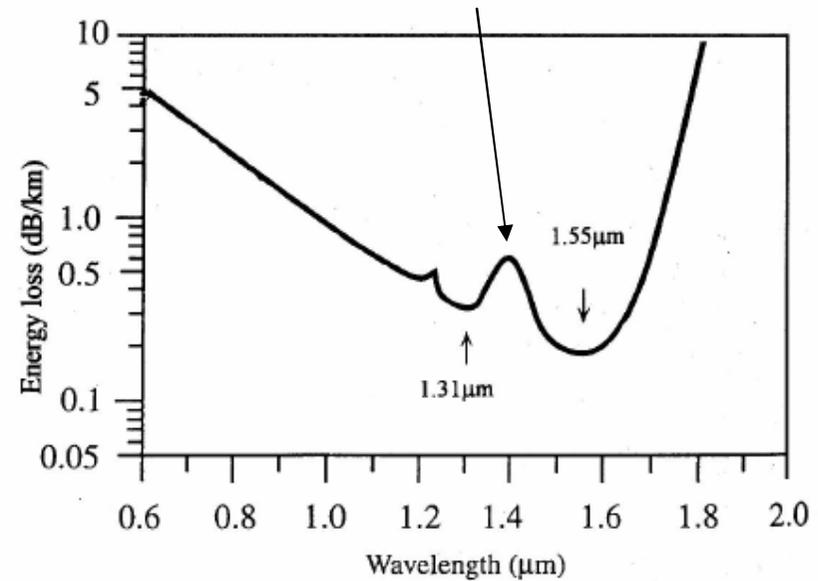
- Amplitude
- Pulsdauer
- Frequenzmodulation



Amplitudenmodulation

Verlustarme Glasfasern

Oszillationen der OH<sup>-</sup> Ionen



# Lasermaterialien

Type of laser	Wave-length(s) (nm)	Beam diver-gence (mrad)	Peak power output (W)	Comments
Ruby (Cr <sup>3+</sup> -doped Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	694.3	10 5 0.5	CW: <sup>a</sup> ~5 pulsed (1–3 ms): 10 <sup>6</sup> –10 <sup>8</sup> Q-switched (10 ns): 10 <sup>9</sup>	Optically pumped three-level laser. Lasing occurs between Cr <sup>3+</sup> levels. Low efficiency (0.1%). Historic device (1960).
Neodymium (Nd <sup>3+</sup> -doped glass or YAG <sup>b</sup> )	1,064	3–8	CW: 10 <sup>3</sup> pulsed (0.1–1 μs): ~10 <sup>4</sup>	Optically pumped four-level laser. High efficiency 2%.
HeNe	632.8 (1150; 3390)	1	10 <sup>-3</sup> –10 <sup>-2</sup>	See Fig. 13.36 and text. Most widely used.
HeCd (gas/metal vapor)	441.6 325 353.6		150 mW CW 100 mW 20 mW	Similarly pumped as HeNe laser. Used for high-speed laser printers, and writing data on photoresists for CD-ROMs. Efficiency: up to 0.02%.
Argon ion CO <sub>2</sub>	488 10,600; 9,600	2	~25 CW CW: 10–1.5×10 <sup>4</sup> pulsed (10 <sup>2</sup> –10 <sup>3</sup> ns): 10 <sup>5</sup>	0.1% Efficiency High efficiency (20%). Lasing occurs between vibrational levels (Fig. 13.37).
Semiconductor GaAs	~870	250	Homojunction, pulsed: (10 <sup>2</sup> ns) 10–30	Small size, direct conversion of electrical energy into optical energy. 10–55% efficiency. See Figs. 13.38 and 13.43.
GaAlAs <sup>c</sup>	~850	500	Heterojunction, CW: 1–4 × 10 <sup>-1</sup>	
Dye (organic dyes in solvents)	350–1000	3 10	CW: ~10 <sup>-1</sup> pulsed (6 ns) ~10 <sup>5</sup>	Lasing occurs between vibrational sublevels of molecules. Tunable by Littrow prism (Fig. 13.36(a)).

<sup>a</sup>CW: Continuous wave.

<sup>b</sup>Yttrium aluminum garnet (Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>).

# 1. Grundlagen

1.1 Elektromagnetisches Spektrum

1.2 Wechselwirkung Licht - Materie

1.3 Der Brechungsindex  $n$

1.4 Absorptionskoeffizient  $k$

1.5 Eindringtiefe  $W$  bzw. Absorptionskonstante  $\alpha = 1 / W$

# 2. Atomistische Theorie der optischen Eigenschaften

2.1 Freie Elektronen ohne Dämpfung

2.2 Freie Elektronen mit Dämpfung (Drude)

2.3 Gebundene Elektronen (klassische Theorie für Dielektrika)

# 3. Quantenmechanische Betrachtung

3.1 Absorption von Licht durch Interbandübergänge

3.2 Absorption von Licht durch Intrabandübergänge

3.3 Optische Spektren von Cu und Cu Legierungen

3.4 Halbleiter

3.5 Isolatoren

# 4. Emission von elektromagnetischer Strahlung (Licht)

4.1 Lumineszenz

4.2 Optoelektronische Bauelemente (LED, Laser)