Physik der Kondensierten Materie 2

Rudolf Gross

SS 2021

Teil 12

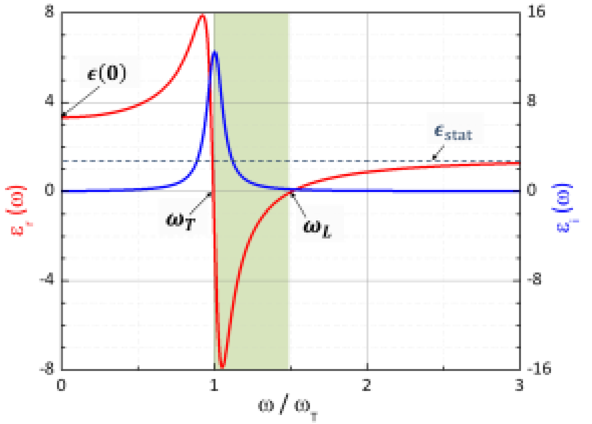
Vorlesungsstunde: 27.04.2021-2

Zusammenfassung: Teil 11a, 27.04.2021/1

- ***erzwungenen Schwingungen von Ionenkristallen, optisches Verhalten ($\mathbf{E}_{\text{ext}} \neq 0$)***

langwelliger Grenzfall: $\mathbf{q} \to 0$

$$\epsilon(\omega) \simeq \epsilon_{\text{stat}} \frac{\omega_L^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}$$



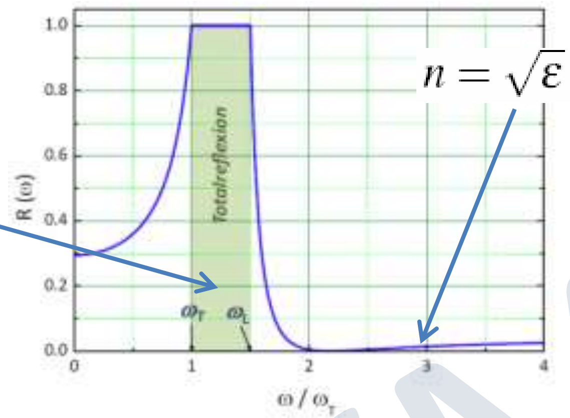
optische Eigenschaften: $\tilde{n} = n + i\kappa = \sqrt{\tilde{\epsilon}}$

$n^2 - \kappa^2 = \epsilon_r, \; 2n\kappa = \epsilon_i$

$\epsilon_r < 0$ für $\omega_T < \omega < \omega_L$

$n = 0, \; \kappa = \sqrt{|\epsilon_r|}$

$n = \sqrt{\varepsilon}$ und $\kappa = 0$



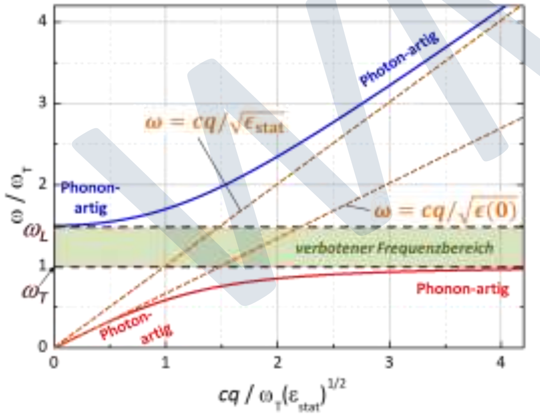
$$\Rightarrow \quad R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} = 1$$

- ***Polaritonen***

transversale em-Wellen können transversale optische Phononen anregen, falls q und ω passen

➔ Gekoppelte Ausbreitung von Photon und Phonon

→ ***Polariton***



$$q^2 = \frac{\epsilon(\omega, q = 0)}{c^2}\,\omega^2 = \frac{\epsilon_{\text{stat}}}{c^2}\,\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2}\,\omega^2$$

- ***Orientierungspolarisation***
  - partielle Ausrichtung von vorhandenen Dipolen durch $\mathbf{E}_{\text{ext}}$
  - für $p_{\text{dip}} E_{\text{ext}} \ll k_{\text{B}} T$ gilt $E_{\text{lok}} \simeq E_{\text{ext}}$

(i) statisch:

$$\chi_{\text{dip}}(0) = \frac{C}{T} \quad \text{mit} \;\; C = \frac{n_v p_{\text{dip}}^2}{3\epsilon_0 k_B}$$

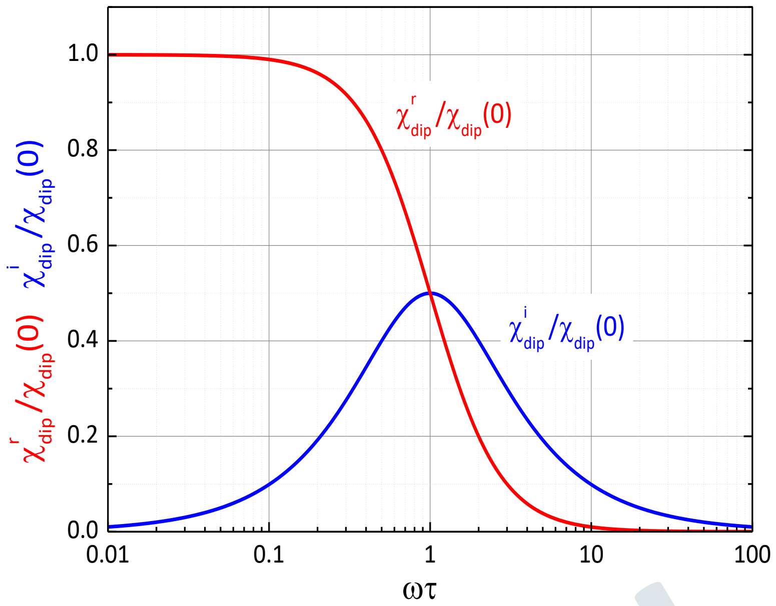
Curie-Gesetz $\quad \left(p_{\text{dip}} E_{\text{ext}} \ll k_{\text{B}} T\right)$

(ii) dynamisch:

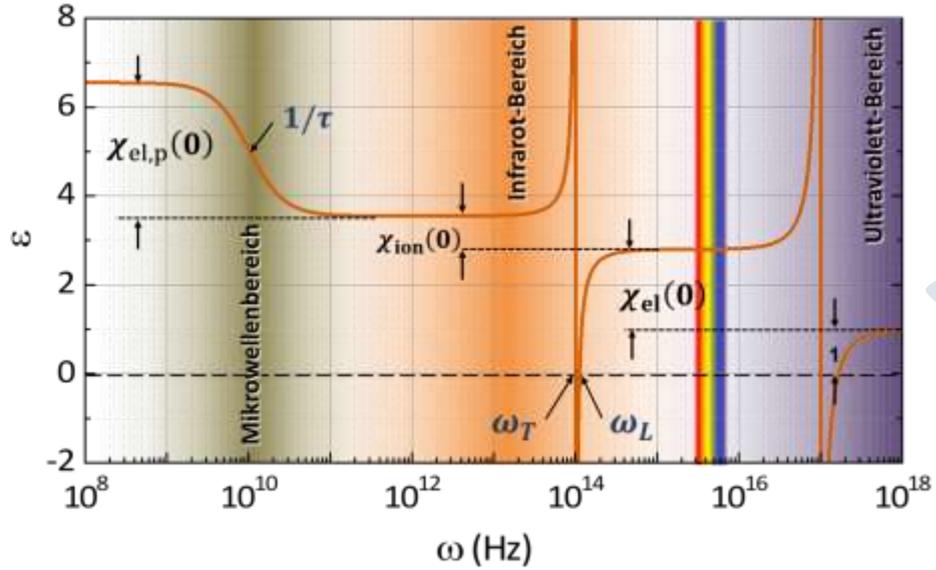
$$\chi_{\text{dip}}^r(\omega) = \chi_{\text{dip}}(0) \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

$$\chi_{\text{dip}}^r(\omega) = \chi_{\text{dip}}(0) \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

Debyesche Formeln



- ***gesamte dielektrische Funktion von Isolator***



Kapitel 11

Dielektrische Eigenschaften

11.6 Dielektrische Eigenschaften von Metallen

– **bisher**: nur ***elektronische Polarisation*** von Isolatoren behandelt

➢ voll gefüllte Bänder

→ nur ***Interbandübergänge*** möglich

→ keine ***Intrabandübergänge:*** keine Umverlagerung von Elektronen innerhalb von Band

➢ gesamte Polarisation setzt sich aus elektronischer, ionischer und Orientierungspolarisation zusammen

– **jetzt**: zusätzlicher Beitrag zur ***elektronischen Polarisation*** durch **freie Ladungsträger in Metallen und Halbleitern**

➢ wichtig: freie Elektronen erfahren bei Auslenkung durch elektrisches Feld ***keine Rückstellkraft***

➢ Wechselwirkung der Elektronen mit periodischem Gitter wird in effektive Masse gesteckt

→ freie Bandelektronen mit effektiver Masse $m^\star$

11.6.1 Dielektrische Funktion von freiem Elektronengas

- **Welchen zusätzlichen Beitrag zur dielektrischen Polarisation erhalten wir durch freie Leitungselektronen?**

  – **Annahmen**:
    – wir betrachten wiederum Grenzfall $q = 0$, da Wellenvektor von em-Wellen sehr klein ist
    – wir betrachten Reaktion auf $\mathbf{E}_{\mathrm{ext}}(t) = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$

  – **Bewegungsgleichung**:

$$m^\star \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{m^\star}{\tau}\frac{dx}{dt} = (-e)E_0 e^{-i\omega t}$$

(es fehlt Rückstellkraft $kx = m^\star \omega_0^2 x$, die zu charakteristischer Frequenz ω_0 führt)

  – **Lösung**:

$$x(t) = \frac{e}{m^\star}\frac{1}{\omega\left(\omega + \frac{i}{\tau}\right)} E_0 e^{-i\omega t}$$

  – **resultierende Polarisation**:

$$P_L(t) = n(-e)x(t) = -\frac{ne^2}{m^\star}\frac{1}{\omega\left(\omega + \frac{i}{\tau}\right)} E_0 e^{-i\omega t}$$

(n = Dichte der Leitungselektronen)

$$P_L(t) = \epsilon_0 \chi_L\, E_{\mathrm{ext}}(t) \quad \Rightarrow \chi_L = P_L/\epsilon_0 E_0 e^{-i\omega t}$$

11.6.1 Dielektrische Funktion von freiem Elektronengas

- **Dielektrische Suszeptibilität der freien Leitungselektronen**

$$\chi_L(\omega) = -\frac{ne^2}{\epsilon_0 m^\star} \frac{1}{\omega\left(\omega + \frac{i}{\tau}\right)}$$

– **gesamte Suszeptibilität eines Metalls** = Summe der Beiträge von gebundenen ($\chi_{\rm el}$) und freien Elektronen (χ_L)

$$\epsilon(\omega) = 1 + \chi_{\rm el}(\omega) + \chi_L(\omega) = \epsilon_{\rm el}(\omega) + +\chi_L(\omega) \Rightarrow \epsilon(\omega) = \epsilon_{\rm el}(\omega)\left[1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 \epsilon_{\rm el}(\omega)\, m^\star} \frac{1}{\omega\left(\omega + \frac{i}{\tau}\right)}\right]$$

$$\Rightarrow \epsilon(\omega) = \epsilon_{\rm el}(\omega)\left[1 - \omega_p^2\tau^2 \frac{1 - i/\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}\right]$$

mit Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0\epsilon_{\rm el}(\omega)\, m^\star}} = \sqrt{\frac{\sigma(0)}{\epsilon_0\epsilon_{\rm el}(\omega)\tau}}$$

Drude-Leitfähigkeit $\sigma(0) = ne^2\tau/m^\star$

– **charakteristische Größenordnungen**:
  – Metalle: $n > 10^{22}\ \mathrm{cm}^{-3} \Rightarrow$ ω_p oberhalb des sichtbaren Bereichs, $\tau \sim 10^{-14}$s
  – Halbleiter: $n \simeq 10^{18}\ \mathrm{cm}^{-3} \Rightarrow$ $\omega_p \simeq 5 \times 10^{13}\ \mathrm{s}^{-1}$

- **Dielektrische Funktion von freiem Elektronengas: Real- und Imaginärteil**

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}\right] = \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\left[1 - \frac{\sigma(0)}{\epsilon_0\epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\omega}\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}\right]$$

$$\epsilon_i(\omega) = \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\left[\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}\right] = \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\left[\frac{\sigma(0)}{\epsilon_0\epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\omega}\frac{1}{1+\omega^2\tau^2}\right]$$

– **Diskussion von interessanten Grenzfällen:**

i. Niederfrequenter Bereich: $\omega\tau \ll 1, \sigma(0)/\epsilon_0\epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\omega \gg 1$

⇨ $\epsilon_r \ll \epsilon_i$ es gilt: $\tilde{n}^2 = n^2 + 2in\kappa - \kappa^2 = \epsilon_r + i\epsilon_i \quad \Rightarrow \quad n^2 - \kappa^2 = \epsilon_r$ und $2n\kappa = \epsilon_i$

da ϵ_r vernachlässigbar, $n^2 \simeq \kappa^2$ und damit $2n\kappa \simeq 2\kappa^2$ bzw. $\kappa = \sqrt{\epsilon_i/2}$

⇨ $n \simeq \kappa \simeq \sqrt{\dfrac{\sigma(0)}{2\epsilon_0\omega}} \gg 1$

$$R = \frac{(n-1)^2+\kappa^2}{(n+1)^2+\kappa^2} \simeq \frac{2n^2-2n+1}{2n^2+2n+1} \simeq 1 - \frac{4n}{2n^2+2n+1} \simeq 1 - \frac{2}{n}$$

⇨ $$\boxed{R \simeq 1 - 2\sqrt{\frac{2\epsilon_0\omega}{\sigma(0)}}}$$ ***Hagen-Rubens-Relation***

Reflexionskoeffizient nahe bei 100%

- **Dielektrische Funktion von freiem Elektronengas: Real- und Imaginärteil**

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\,\frac{\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}\right] = \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\left[1 - \frac{\sigma(0)}{\epsilon_0\epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\omega}\,\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}\right] \qquad \epsilon_i(\omega) = \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\left[\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\,\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}\right] = \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\left[\frac{\sigma(0)}{\epsilon_0\epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\omega}\,\frac{1}{1+\omega^2\tau^2}\right]$$

– **Diskussion von interessanten Grenzfällen:**

ii. Relaxationsbereich: $\frac{1}{\tau} \ll \omega \ll \omega_p$

$$\left.\begin{aligned} &\epsilon_r(\omega) \simeq \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right] \simeq -\epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\frac{\omega_p^2}{\omega^2} < 0 \\ &\epsilon_i(\omega) \simeq \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\frac{\omega_p^2}{\omega^3\tau}, \qquad |\epsilon_r| \gg \epsilon_i \end{aligned}\right\} \Rightarrow$$

$$\tilde{n} = n + i\kappa \simeq i\sqrt{\epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)}\,\omega_p\omega^{-1} \simeq i\sqrt{\sigma(0)/\epsilon_0\tau}\,\omega^{-1}$$

κ nimmt $\propto \omega^{-1}$ mit zunehmeder Frequenz ab und ist $\propto \sigma(0)$

iii. Hochfrequenzbereich: $\omega \gg \omega_p$

$$\left.\begin{aligned} &\epsilon_r(\omega) \simeq \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right] \simeq \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega) > 0 \\ &\epsilon_i(\omega) \simeq \epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)\frac{\omega_p^2}{\omega^3\tau} \to 0 \end{aligned}\right\} \Rightarrow$$

$n \propto \sqrt{\epsilon_{\mathrm{el}}(\omega)} \to 1$ und damit $R \to 0$

$\kappa \propto \epsilon_i(\omega) \to 0$

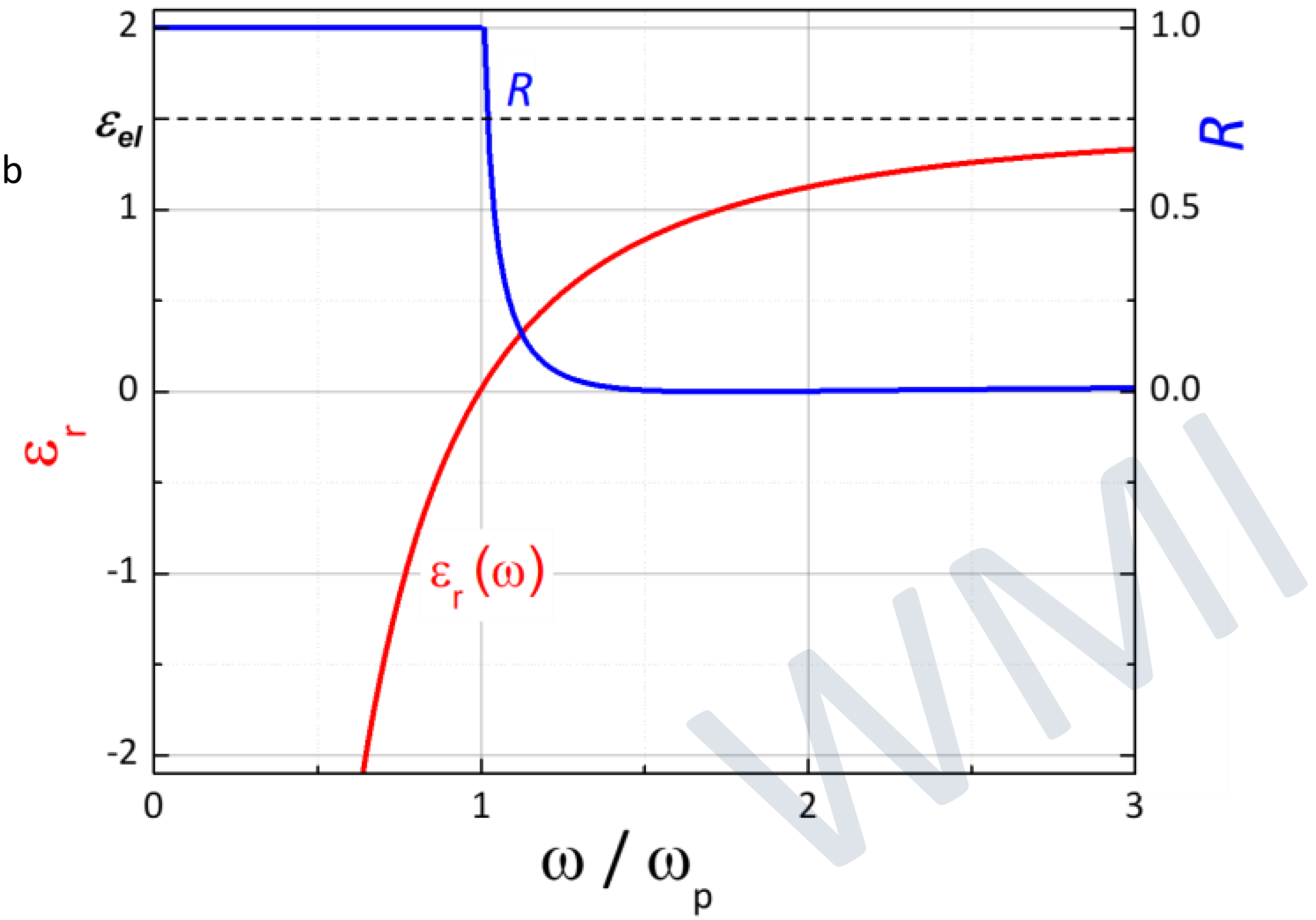
Metall wird transparent mit kleinem Absorptionskoeffizienten

$K = \frac{\epsilon_i\omega}{nc} \propto \frac{\omega_p^2}{\omega^2\tau c} \ll 1/\lambda$, der mit zunehmender Frequenz abnimmt

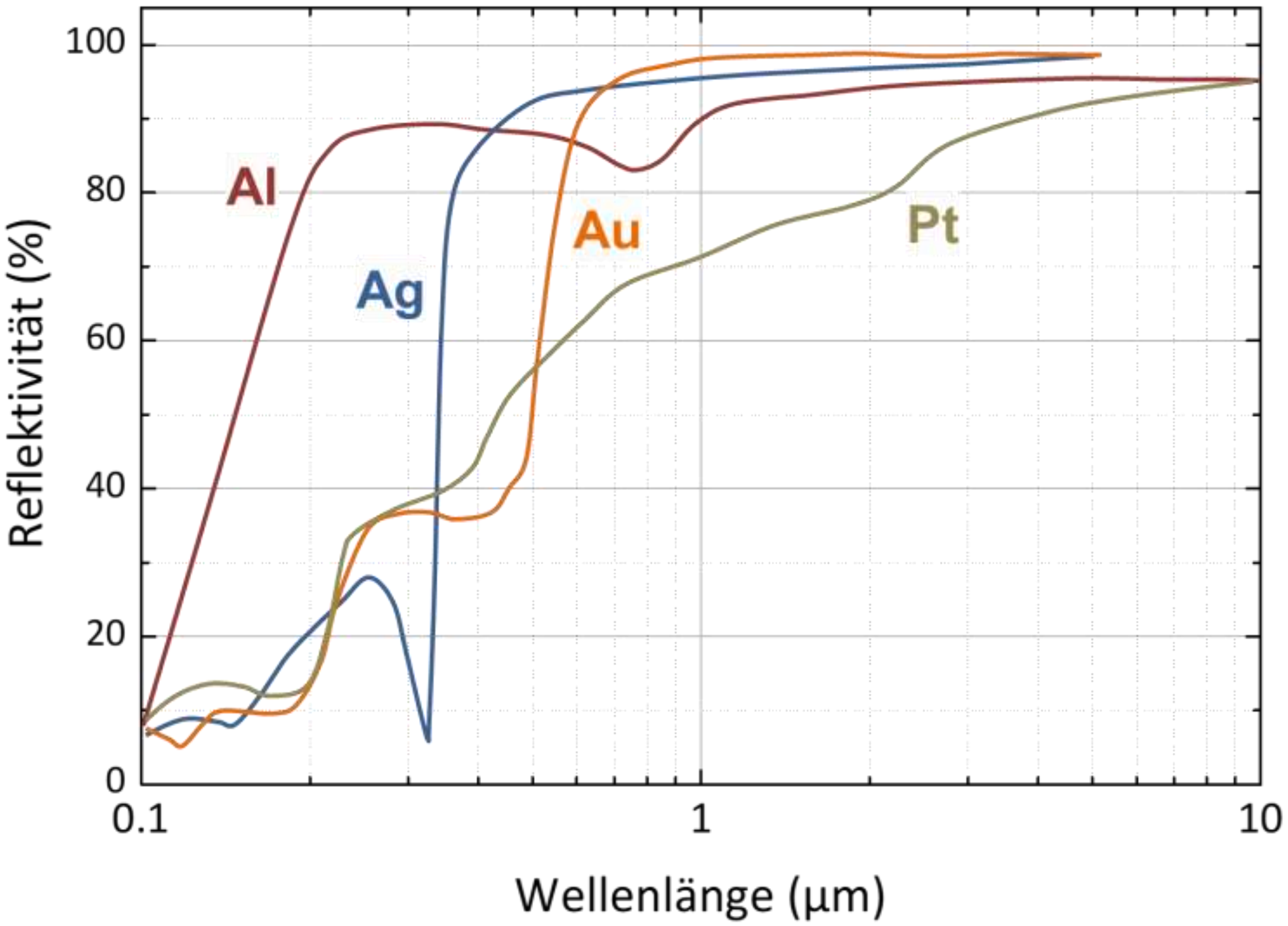
- **Vereinfachter Verlauf der dielektrischen Funktion von freiem Elektronengas**

für $\omega < \omega_p$ ist $\epsilon_r < 0$:
➔ Metalle reflektieren stark, glänzen
➔ κ nimmt mit zunehmeder Frequenz ab

für $\omega > \omega_p$ ist $\epsilon_r > 0$:
➔ Metalle werden transparent
➔ und haben kleinem Absorptionskoeffizienten



- **Experimentell gemessener Verlauf der dielektrischen Funktion von Metallen**



– die Plasmakante $\omega = \omega_p$ vieler Metalle liegt oberhalb des sichtbaren Bereichs

➔ Metalle reflektieren sichtbares Licht und erscheinen deshalb glänzend

– Detailstruktur kommt durch Überlagerung von Intra- mit Interband-Übergängen zustande

- **Anwendung der starken Änderung des Reflexionsvermögens von Metallen und Halbleitern an der Plasmakante**

Plasmafrequenz $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 \epsilon_{\rm el}(\omega)\, m^\star}}$ kann durch Variation der Ladungsträgerdichte eingestellt werden

– **Kaltlichtlampe**:
  - ➢ Plasmafrequenz ω_p wird knapp unter den sichtbaren Bereich geschoben
    - ➔ sichtbares Licht wird durchgelassen
    - ➔ infrarotes Licht (Wärmestrahlung) wird reflektiert (z.B. bei Projektorlampen)

– **Wärmedämmung bei Fensterglas**:
  - ➢ Fensterglas wird mit Metall beschichtet, dessen Plasmafrequenz ω_p unterhalb des sichtbaren Bereichs liegt
    - ➔ sichtbares Licht/Tageslicht wird durchgelassen
    - ➔ Wärmestrahlung (infrarotes Licht) wird reflektiert und kann deshalb nicht nach Außen entweichen

– **Transparente, elektrisch leitende Metalle**:
  - ➢ Ladungsträgerdichte von Metall wird so weit abgesenkt, dass ω_p unterhalb des sichtbaren Bereichs liegt → transparent
    - ➔ Anwendung sind transparente Metallschichten in LCD-Displays

– **Wichtiges Materialsystem**:
  - ➢ ITO: $(In_2O_3)_{0.9} \cdot (SnO_2)_{0.1}$ (teuer wegen hohem In-Anteil)

11.6.2 Longitudinale Plasmaschwingungen: Plasmonen

- **Longitudinale Plasmaschwingungen sind longitudinale Eigenschwingungen des Elektronengases, Quanten dieser Eigenschwingung heißen Plasmonen**

  – bereits diskutiert: Longitudinale Eigenschwingungen treten für $\epsilon(\omega) = 0$ auf

  – für Elektronengas erhalten wir longitudinale Eigenschwingungen deshalb für $\omega = \omega_p$

  – Anregung der longitudinalen Eigenschwingungen kann nicht durch transversale em-Wellen erfolgen
  ➔ Anregung durch Beschuss mit Elektronen

Intuitive Erklärung dafür, dass ω_p die Eigenfrequenz einer longitudinalen Plasmaschwingung ist:

– freie Elektronen können gegen Metallionen schwingen:
Schwingung um s nach oben → Oberflächenladung $\rho_A = n_V\ e\ s$

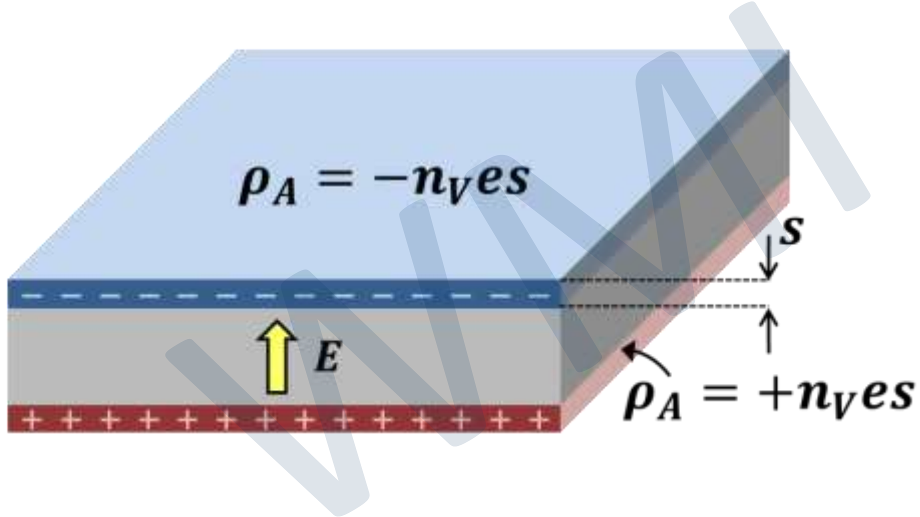
– resultierendes elektrisches Feld: $E = n_V e s / \epsilon\epsilon_0$

(wir benutzen $\rho_A = \frac{Q}{A} = \frac{CU}{A} = \frac{\epsilon_{\mathrm{el}}\epsilon_0 A/d}{A}\ Ed = \epsilon_{\mathrm{el}}\epsilon_0 E$)

– rücktreibende Kraft: $F = (-\mathrm{e})E = -n_V e^2 s / \epsilon\epsilon_0$

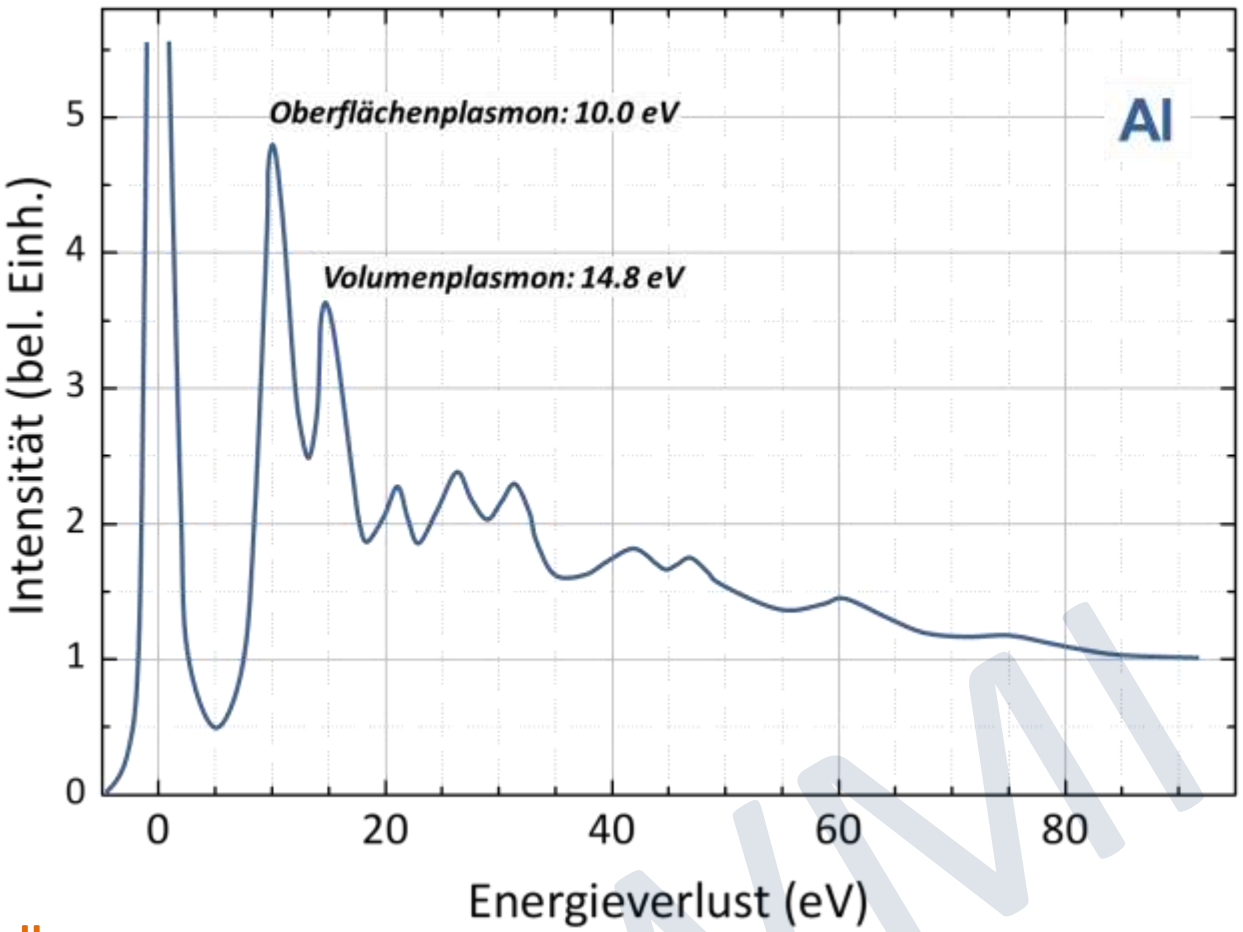
– Bewegungsgleichung: $m^\star \frac{d^2 s}{dt^2} + \frac{n_V e^2}{\epsilon_{\mathrm{el}}\epsilon_0}\ s = 0$

– harmonischer Oszillator mit Eigenfrequenz $\omega_p = \sqrt{n_V e^2 / \epsilon_0 \epsilon_{\mathrm{el}} m^\star}$



- **Energieverlust von Elektronen beim Durchgang durch dünne Metallfolie:**

  → **Energieverlust durch Anregung von Plasmonen**



Volumenplasmon-Energie und Plasmafrequenz einiger Metalle

Material	Li	Na	K	Mg	Cu	Ag	Zn	Al	Si	Ge
$\hbar\omega_p$ (eV)	7.12	5.71	3.72	10.6	7.5	3.9	10.1	15.3	16.6	16.2
ω_p (10^{15} 1/s)	10.86	8.71	5.67	16.17	11.44	5.95	15.41	23.34	25.33	24.71

11.6.3 Transversale Plasmaschwingungen

- **Anregung transversaler Plasmaschwingungen in Elektronengas durch elektromagnetische Wellen für $\omega > \omega_p$**
  - für $\omega > \omega_p$ kann sich elektromagnetische Welle in Metall ausbreiten
  - falls Wellenzahl und Frequenz von em-Welle und transversaler Plasmaschwingung übereinstimmen, kommt es zu gekoppelter Ausbreitung (Hybridisierung)

    ➔ neue quantisierte Anregung: ***Plasmon-Polariton***

Dispersionrelation in der Nähe von $q = 0$

- Verwenden der allgemeiner Dispersionsrelation für em-Wellen

$$q^2 = \frac{1}{\bar{c}^2}\,\omega^2 = \frac{\epsilon(\omega)}{c^2}\,\omega^2$$

und $\epsilon(\omega, q = 0)$

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_r(\omega) = \epsilon_{\rm el}(\omega)\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right]$$

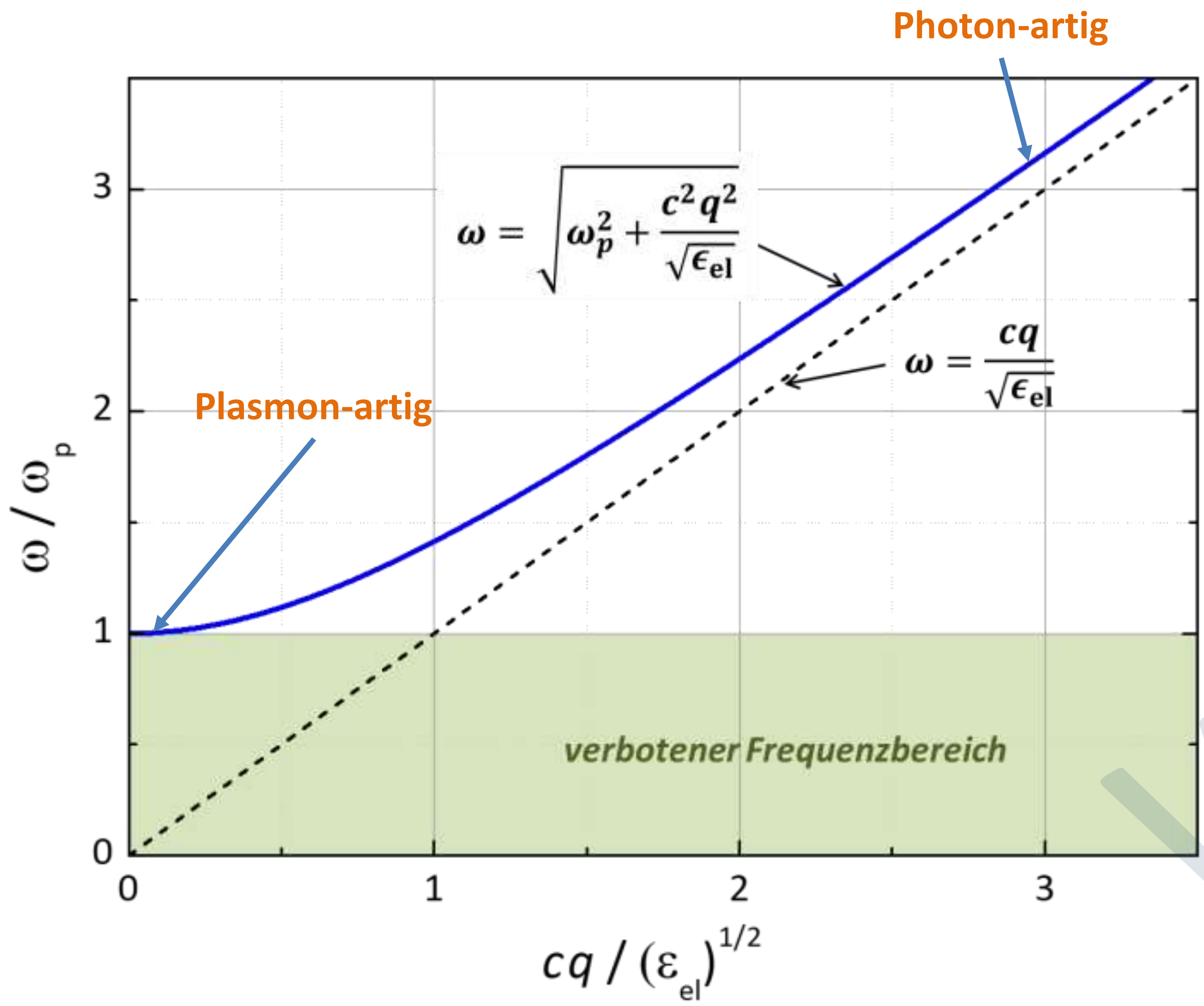
$\Rightarrow$

$$q^2 = \epsilon_{\rm el}(\omega)\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right]\frac{\omega^2}{c^2}$$

Dispersionsrelation von em-Wellen in Metall

$$\omega(q) = \sqrt{\omega_p^2 + \frac{c^2}{\epsilon_{\rm el}}\,q^2}$$

- **Dispersionsrelation von Plasmon-Polaritonen**

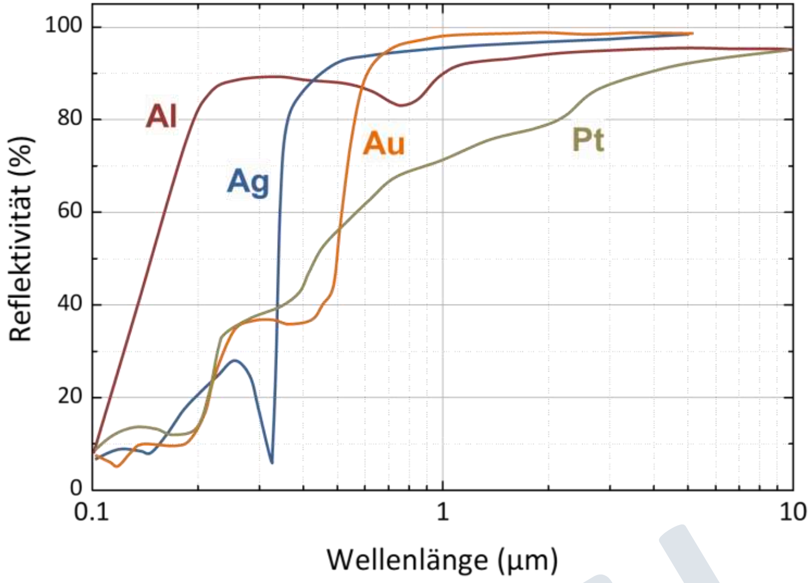


für $\omega < \omega_p$ können sich em-Wellen nicht in Metall ausbreiten

11.6.4 Interbandübergänge

- **In Metallen und Halbleitern wird die Intrabandanregung von freien Leitungselektronen von Interbandübergängen überlagert**

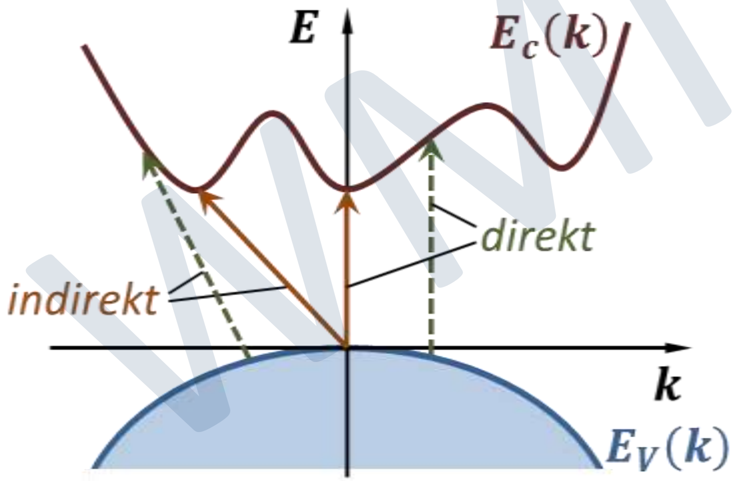
  - es resultiert komplexes Verhalten
  - wichtig:
    - indirekte Übergänge sind im Vergleich zu direkten Übergängen unwahrscheinlich (es wird Phonon benötigt)
    - direkte Übergänge verlaufen quasi vertikal, da Impuls von Photon gering
    - Wahrscheinlichkeit von direkten Übergängen wird durch Matrixelemente und Zustandsdichten der Anfangs- und Endzustände bestimmt



kombinierte Zustandsdichte:

$$D_{if}(\hbar\omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\hbar\omega = E_f - E_i} \frac{dS_{\hbar\omega}}{\left|\nabla_{\mathbf{k}}\left[E_f(\mathbf{k}) - E_i(\mathbf{k})\right]\right|}$$

→ $D_{if}(\hbar\omega)$ immer dort groß, wo die beteiligten Bänder parallel verlaufen



11.6.5 Exzitonen

- **In Halbleitern führt die Wechselwirkung von Elektronen und Löchern zu gebundenen Paaren: Exzitonen**

  – Berechnung der Bindungsenergie von Exzitonen mit Wasserstoff-Modell

  ➢ Coulomb-Wechselwirkung: $V(|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|}$

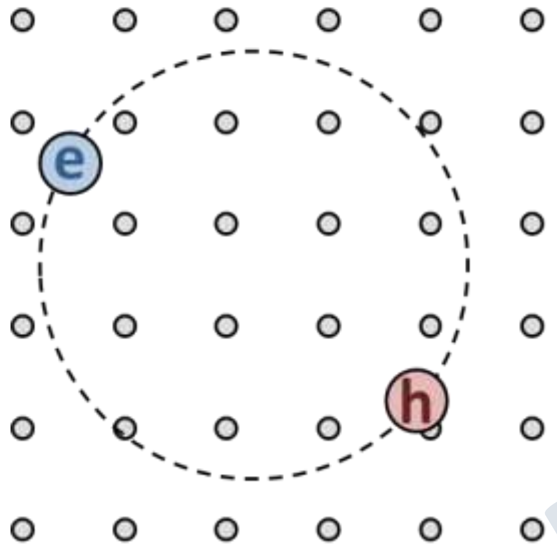
  ➢ Energieeigenwerte:

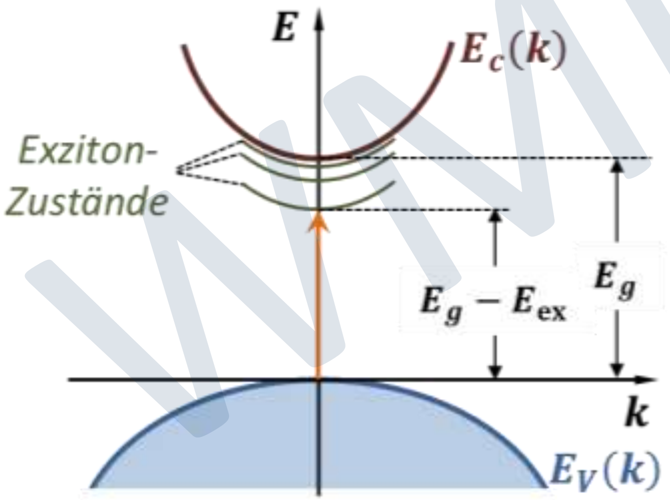
$$\boxed{E_{n,K} = E_g - \underbrace{\frac{1}{2}\frac{\mu^\star e^4}{(4\pi\epsilon_0\epsilon)^2\hbar^2}}_{\text{entspricht Rydberg-Energie mit reduzierter Masse}}\frac{1}{n^2} + \underbrace{\frac{\hbar^2 K^2}{2\left(m_e^\star + m_h^\star\right)}}_{\text{Schwerpunktsbewegung des Exzitons mit Wellenvektor } K}}$$

entspricht Rydberg-Energie mit reduzierter Masse

$\mu = \left(m_e^{\star\,-1} + m_h^{\star\,-1}\right)^{-1}$

Schwerpunktsbewegung des Exzitons mit Wellenvektor K



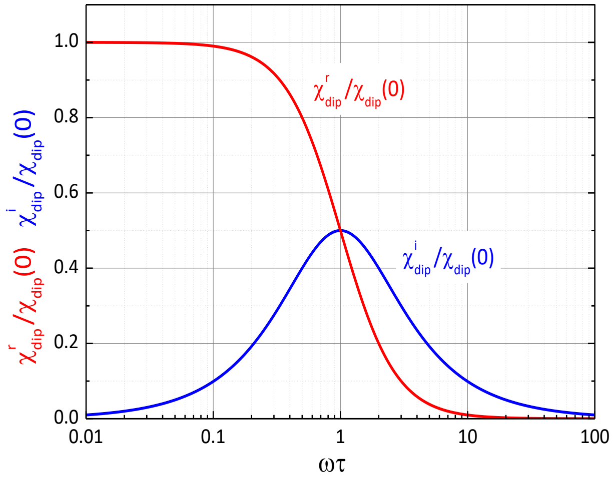


- ***Orientierungspolarisation***

  partielle Ausrichtung von vorhandenen Dipolen durch $\mathbf{E}_{\text{ext}}$

(i) statisch: $\chi_{\text{dip}}(0) = \frac{C}{T}$ mit $C = n_v \frac{p_{\text{dip}}^2}{3\epsilon_0 k_B}$ ***Curie-Gesetz*** $(p_{\text{dip}}E \ll k_\text{B}T)$

(ii) dynamisch: $\chi_{\text{dip}}^r(\omega) = \chi_{\text{dip}}(0)\frac{1}{1+\omega^2\tau^2}$ $\chi_{\text{dip}}^r(\omega) = \chi_{\text{dip}}(0)\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}$ ***Debyesche Formeln***



- ***dielektrische Funktion von Metallen***

  - freie Elektronen → keine Rückstellkraft
  - Bewegungsgleichung:

$$m^\star \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{m^\star}{\tau}\frac{dx}{dt} = (-e)E_0 e^{-i\omega t} \Rightarrow$$

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_{\text{el}}(\omega)\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}\right]$$

$$\epsilon_i(\omega) = \epsilon_{\text{el}}(\omega)\left[\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}\right]$$

Plasma-Frequenz:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0\epsilon_{\text{el}}(\omega)\, m^\star}} = \sqrt{\frac{\sigma(0)}{\epsilon_0\epsilon_{\text{el}}(\omega)\tau}}$$

$n \simeq 10^{22}\ \text{cm}^{-3} \Rightarrow \omega_p$ im UV-Bereich

(i) $\omega \ll 1/\tau, \omega_p$:

$$n \simeq \kappa \simeq \sqrt{\frac{\sigma(0)}{2\epsilon_0\omega}} \gg 1 \Rightarrow R \simeq 1 - 2/\text{n} \Rightarrow R \simeq 1 - 2\sqrt{\frac{2\epsilon_0\omega}{\sigma(0)}}$$

Hagen-Rubens-Relation

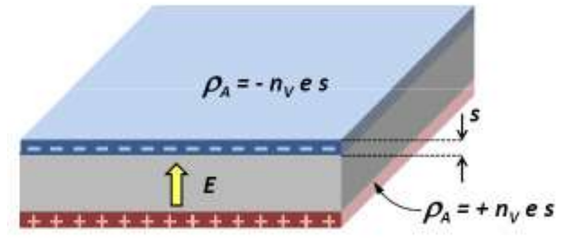
hohe Leitfähigkeit, $R \simeq 1$ → Totalreflexion, Metalle glänzen

Abfall der em-Welle in Metall auf 1/e-tel: $\delta = c/\omega\kappa \Rightarrow \delta \simeq (2/\sigma(0)\mu_0\omega)^{1/2}$ (Skin-Eindringtiefe)

(ii) $1/\tau \ll \omega \ll \omega_p$: $\epsilon_r(\omega) \simeq \epsilon_{\text{el}}(\omega)\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right] \simeq -\epsilon_{\text{el}}(\omega)\frac{\omega_p^2}{\omega^2} < 0$ $\epsilon_i(\omega) \simeq \epsilon_{\text{el}}(\omega)\frac{\omega_p^2}{\omega^3\tau}$, $|\epsilon_r| \gg \epsilon_i$

(iii) $\omega \gg 1/\tau,\ \omega_p$: $\epsilon_r(\omega) \to \epsilon_{\text{el}}(\omega)$ $\epsilon_i(\omega) \to 0$ Absorptionskoeffizient: $K = \frac{\epsilon_i\omega}{nc} \propto \frac{\omega_p^2}{\omega^2\tau c} \ll 1/\lambda$

- ***longitudinale Plasmaschwingungen***



- Anregung durch Beschuss mit geladenen Teilchen
- ***Plasmonen***: Quanten der Plasmaschwingungen in Metallen

Beispiel: $q = 0$ Mode

$\mathbf{E} = \frac{n_V e}{\epsilon\epsilon_0}\mathbf{s}$ → rücktreibende Kraft: $\mathbf{F} = -e\mathbf{E} = -\frac{n_V e^2}{\epsilon\epsilon_0}\mathbf{s}$

DGL bei Vernachlässigung von Reibung: $m\frac{d^2 s}{dt^2} + \frac{n_V e^2}{\epsilon\epsilon_0}\, s = 0$

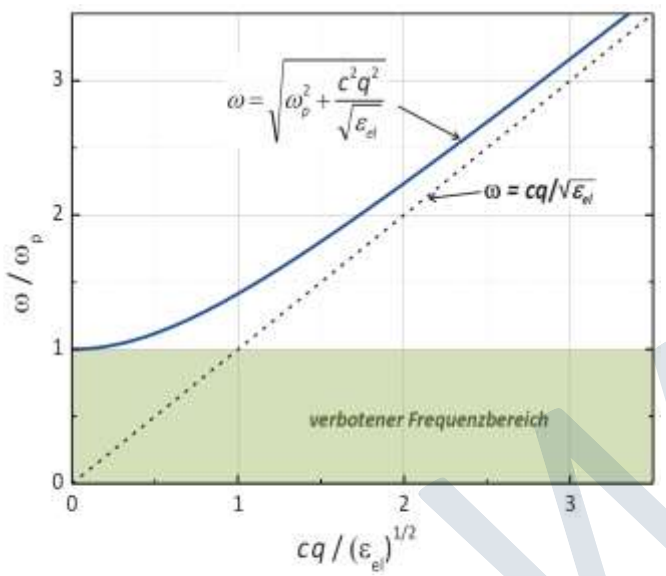
harmonischer Oszillator mit Eigenfrequenz: $\omega_p = \sqrt{\frac{n_V e^2}{\epsilon\epsilon_0 m}}$

- ***transversale Plasmaschwingungen***

- Anregung durch elektromagnetische Wellen
- ***Plasmon-Polariton***: gekoppelte Plasma-Schwingung und elektromagnetische Welle

Dispersion von em-Welle: $q^2 = \frac{\epsilon_r(\omega)}{c^2}\,\omega^2$

mit $\epsilon_r(\omega) = \epsilon_{\rm el}(\omega)\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)$ ⇒ $\boxed{\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{c^2}{\epsilon_r(\omega)}\,q^2}$



- ***Interbandübergänge***

in Metallen und Halbleitern Überlagerung der Anregung von LT durch Intra- und Interbandübergänge
→ komplexes Verhalten (Beispiel: gebundene Elektron-Loch-Paare (Exzitonen) in Halbleitern)