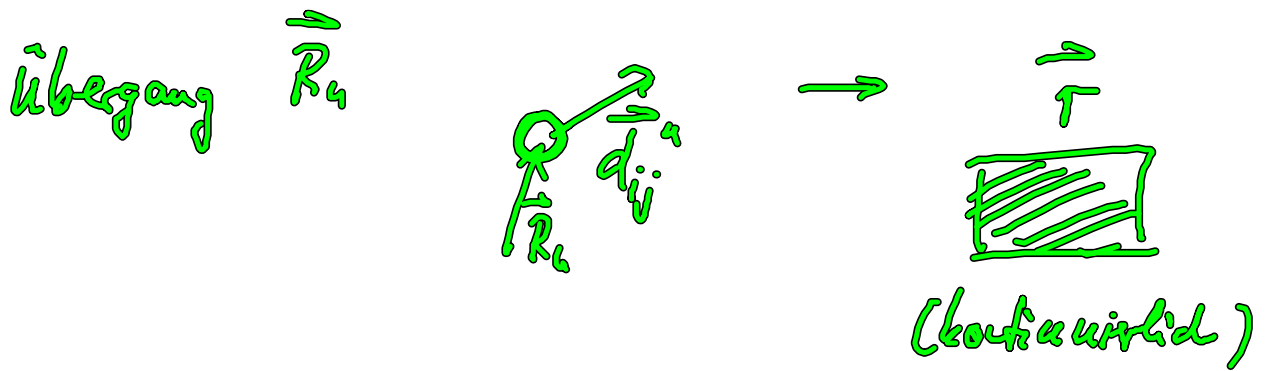
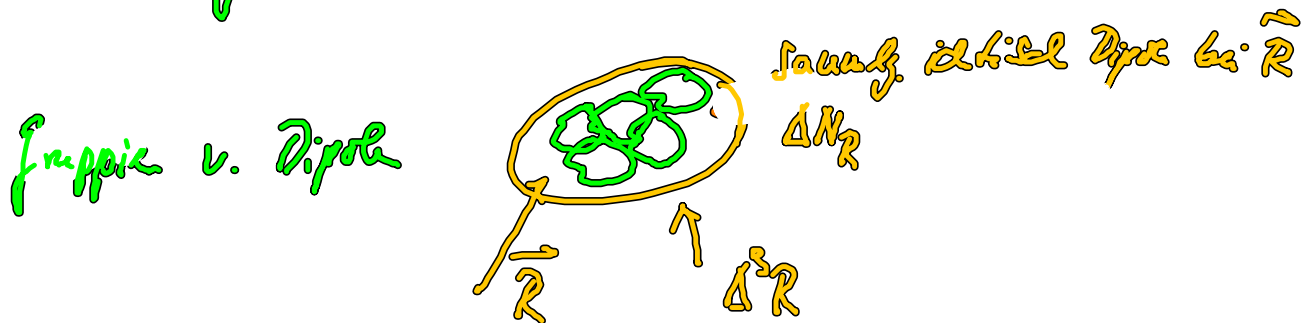


3.2.1. Übergang zu räumlicher Verteilung



$$\vec{P} = \sum_n \sum_{ij} \vec{d}_{ij}^n p_{ij}^n(t) \delta(\vec{r} - \vec{R}_n)$$



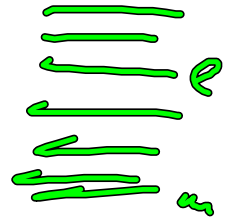
$$\sum_n \rightarrow \sum_{\vec{R}} \Delta N_R$$

↑
Zahl d. Dipole
im Volumen element

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \sum_{\vec{R}} \sum_{ij} \vec{d}_{ij}^R \Delta N_R p_{ij}^R \delta(\vec{r} - \vec{R}) \\ &= \underbrace{\sum_{\vec{R}} \Delta^3 R}_{\int d^3 R} \underbrace{\frac{\Delta N_R}{\Delta^3 R}}_{\text{Anzahl d. Dipole d. Pipe}} \sum_{ij} \vec{d}_{ij}^R p_{ij}^R \delta(\vec{r} - \vec{R}) \\ &\quad \text{an Ort } r \quad u_0(\vec{R}) \end{aligned}$$

↙ Dielt d. Typ

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \sum_{ij} \underbrace{\vec{d}_{ij}(\vec{r})}_{\text{an Ort } \vec{r} \text{ Dipolübergang (Auswahlregel) Übergang } i \rightarrow j \text{ teilt}} \underbrace{p_{ij}(\vec{r}, t)}_{\text{Wahrscheinlichkeit, dass } \vec{E}\text{-Feld diese}} \chi_0(\vec{r})$$



Zu die Dipolübergang gehört die zugehörige

Dichtematrixgleichung:

$$\dot{\rho}_{en} = \omega_e - \omega_n$$

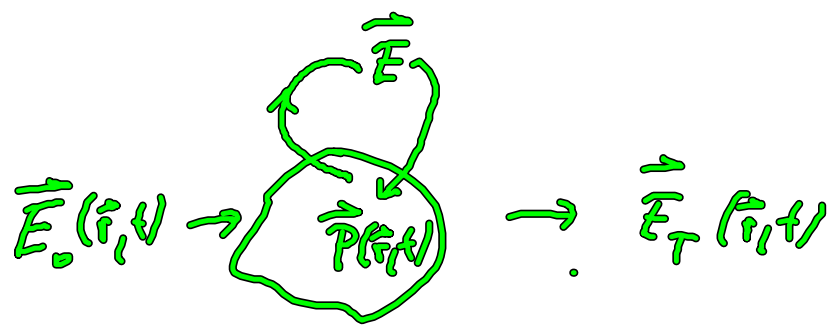
$$\dot{\rho}_{en}(\vec{r}, t) = -i \omega_{en}(\vec{r}) \rho_{en}(\vec{r}, t) \quad \text{freie Oszillation}$$

$$-i \sum_k \left(\Omega_{kn}^*(\vec{r}) \rho_{kn}(\vec{r}) - \Omega_{kn}(\vec{r}) \rho_{kn}(\vec{r}) \right)$$

$$\Omega_{kn}^* = \vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{d}_{kn}^*(\vec{r}) / \hbar, \text{ Rabi-Frequenz}$$

\vec{P} kann berechnet werden und

in die Wellengl. f. \vec{E} eingesetzt werden



3.22. Beispiel: zwei Wellengleichungen

$\rightarrow |2\rangle \quad \omega_{12} < 0 \quad \rightarrow \nu, \ell, m \rightarrow (1, 2)$
 $\rightarrow |1\rangle \quad -\omega_{12} = \omega_0$

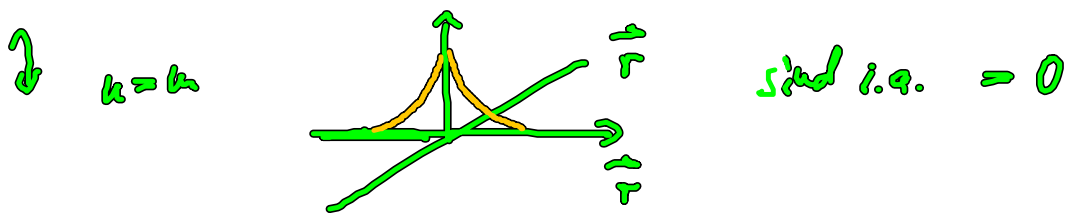
$\dot{p}_{12} = i(\omega_{12} - \Omega_{11} + \Omega_{22}) / p_{12} - i \Omega_{21} (p_{11} - p_{22})$
 Übergang amplituden

• Orientierung auf
 freie Frequenz
 • Ω_{ii} : Frequenzverschiebung
 → Pauli-Blockierung
 (Kohärenzspiel / Coheren / Resonanz)

$\dot{p}_{11} = -i(\Omega_{12}^* p_{21} - \Omega_{12} p_{12})$
 Besetzungsdichtegleichung

→ gegeben durch
 E-Feld und Übergänge

$\Omega_{\nu m} = \int d\vec{r}' \varphi_{\nu}^*(\vec{r}') / r' \varphi_m(\vec{r}') \cdot \vec{E}(\vec{r}') / \hbar$



aber es existieren Fälle wo diese nicht 0 sind
 z.B. Festkörperlithium
 (Zustände gemischter Parität)

$\downarrow \nu \neq m$ Dipolübergang mit Auswahlregeln

3.3. Ladungsträger: Bewegungsgleichungen

Start: abgewandte Dichtematrix

$$\partial_t \rho_{en} = i \omega_{en} \rho_{en} - i \sum_n \left(\Omega_{en}^* \rho_{nn} - \Omega_{nn} \rho_{en} \right)$$

$n, n, l =$ Wellenzellen

$$e \rightarrow \vec{r} + \frac{\vec{a}}{2}, \quad n \rightarrow \vec{r} - \frac{\vec{a}}{2}$$

führt zur Wignerfunktion (\vec{u}, t)

$$\partial_t \rho_{\vec{q}}(\vec{r}, t) = - \frac{\hbar \vec{q}}{m_{eff}} \cdot \vec{\nabla}_r \rho_{\vec{q}}(\vec{r}, t) - \frac{q \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{\nabla}_q \rho_{\vec{q}}(\vec{r}, t)}{\hbar}$$

↙ Ladung

Wignerfunkt. bestimmt schon $\vec{f}(\vec{r}, t) = \frac{q}{V} \sum_{\vec{q}} \frac{\hbar \vec{q}}{m_{eff}} \rho_{\vec{q}}(\vec{r}, t)$

Bearbeitung:

1. Term

Transportterm: beschreibt Bewegung d. Ladung
zwischen Zellen (\vec{r}), weil:

$$\rho_{\vec{q}}(\vec{r} - \vec{v}_{\vec{q}} t), \quad \vec{v}_{\vec{q}} = \frac{\hbar \vec{q}}{m_{eff}}$$

↗

Vendichtg. d. Ortskoordinaten

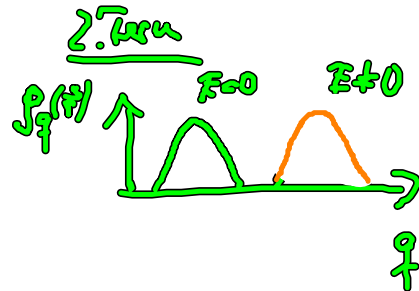
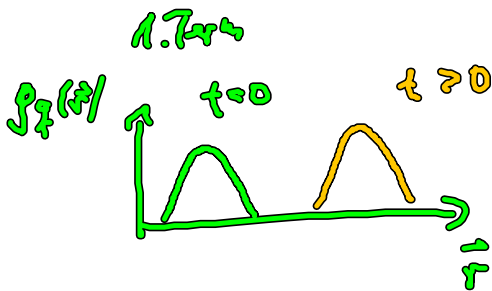
2. Fern

beschreibt die Beschleunigung im elliptischen Feld

$$\rho_{\vec{q}}(t_0, \vec{r}) \text{ als KB feld auf } \int_{\vec{q}} - \int_{t_0}^t \mathcal{H}(\vec{q}, t) \frac{d\vec{q}}{dt}$$

und beschreibt das Ausrechnen von \vec{p} durch die Wirkung von \vec{E}

$$E = \text{konst} \quad \vec{q} \rightarrow \vec{q} - \vec{E} \cdot t \frac{d\vec{q}}{dt}$$



3.3.1. Übergang zu räumlichen Verteilungen

$$\frac{1}{V} \sum_{\vec{q}} \rightarrow \frac{1}{V} \left(\frac{V}{(2\pi)^3}\right) \int d^3\vec{q} \Rightarrow \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\vec{q}$$

↑
statistische Physik

3.3.2. Beispiel Heisenberg's Modell bewegter Teilchen

$$\partial_t \rho_{\vec{q}}(\vec{r}, t) = - \frac{\hbar \vec{q}}{m_{eff}} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} \rho_{\vec{q}}(\vec{r}, t) - \frac{\hbar}{t} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{q}} \rho_{\vec{q}}(\vec{r}, t)$$

man möchte Show haben

$$\vec{j} = \frac{q_0}{v} \sum \frac{v_i}{m_{eff}} \rho_i(\vec{r})$$

Ziel f. Maxwell

in ÜA: Herleitung und Lösung
d. Felder d. Materie:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \vec{v}(\vec{r}, t) n(\vec{r}, t)$$

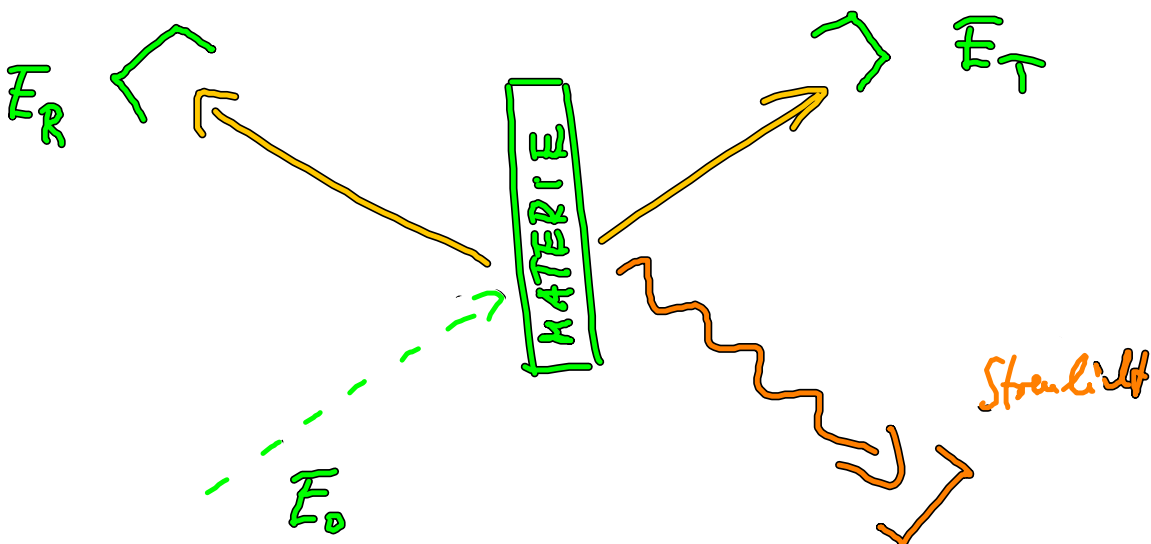
↑ ↑ ← ←
Auswahl festgelegt Ladungsdichte (Polarfelder)

$$\partial_t \vec{v}(\vec{r}, t) = -\vec{v}(\vec{r}, t) \cdot \vec{\nabla}_r \vec{v}(\vec{r}, t) \quad \text{mittlere Opt. Turbulenz}$$

$$+ \frac{q}{m_{eff}} (\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{v}(\vec{r}, t) \times \vec{B}(\vec{r}, t))$$

Beschreibung in ebenermagn. Feld

IV Deflektierte Signale in klassischer Optik



erfordert eigentlich
ein Querschnitt
beschreib. d. Leit

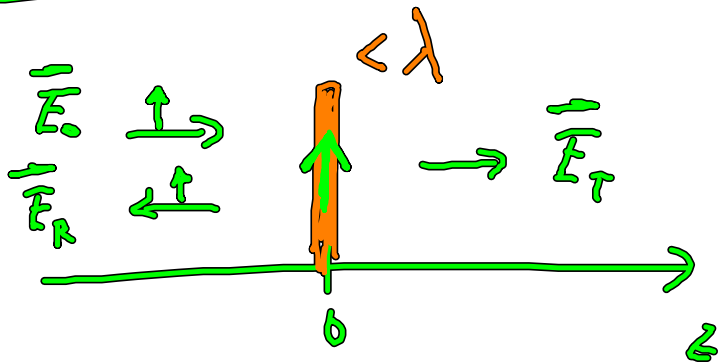
Lösungsmethoden:

Maxwellgl. + Strom / Dipol + geometrie

a) numerisch Maxwellgleichungen: FDTD

b) Randbeding. + Lösung analytisch

Bsp f. b: Ebene Welle an einem Dipol schritt



Dipol / Radi

ebene Welle: $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$

$$\left(\vec{\nabla}^2 - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \right) \vec{E}(\vec{r}, t) = \mu_0 \partial_t^2 \vec{P}(\vec{r}, t) \approx \mu_0 \delta(z) \ddot{P}_d(t)$$

inhomogene Lösung, ein Polynom. loc $\vec{E} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int d\vec{r}' \frac{\delta(z') \ddot{P}_d(t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{c}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$

$$E(x, y=0, z) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \quad xy =$$

↑
Lyd for
den da
ansigt

$$\int d\vec{r}'$$

$$\frac{\partial_t^2 P\left(t - \frac{\sqrt{p'^2 + (z-z')^2}}{c}\right)}{(p'^2 + (z-z')^2)^{3/2}}$$

$$\left(\int d\varphi \rightarrow 2\pi, \int dz' \delta(z') \right)$$

$$= -\frac{\mu_0}{2} \int_0^{\infty} dp' p' \frac{\partial_t^2 P_{2d}\left(t - \frac{(p'^2 + |z|^2)^{1/2}}{c}\right)}{(p'^2 + |z|^2)^{3/2}}$$

med koordinat $x = \frac{(p'^2 + |z|^2)^{1/2}}{c}$

$$= -\frac{\mu_0}{2} c \int_{|z|/c}^{\infty} dx \partial_t^2 P(t-x), \quad \partial_t \rightarrow -\partial_x$$

$$c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$$

↖ ? for ned

$$= \frac{1}{2\epsilon_0 c} \partial_t^2 P^{2d}(t-x) \Big|_{|z|/c}^{\infty}$$

$$= -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \partial_t^2 P\left(t - \frac{|z|}{c}\right)$$

Gesamtlös. ist homog + speziell inhomog. Lsg.

$$E(z,t) = \begin{cases} z < 0 & \underline{E_0} \left(t - \frac{z}{c}\right) - \frac{1}{2\epsilon_0 c} \partial_t P_{2d} \left(t - \frac{z}{c}\right) \\ z > 0 & \underline{E_0} \left(t - \frac{z}{c}\right) - \frac{1}{2\epsilon_0 c} \partial_t P_{2d} \left(t - \frac{z}{c}\right) \end{cases}$$

Bemerkungen:

a) gilt f. beliebige Materieverteilung

b) Stetigkeit bei $z=0$ erfordert: $E(z=0)!$

$$\underline{E_0}(t) - \frac{1}{2\epsilon_0 c} \partial_t P_{2d}(t)$$

c) An Ort d. Pole wirkt nicht nur
das eingestrahelte Feld sondern auch
das rezeivierte.

(Selbstwechselwirkung)

d) Interpretation:

