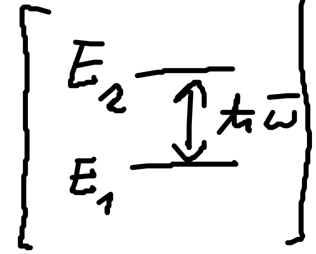
2 Niveau System



Semiklassische Lasergleichungen

aus Maxwell & Schrödingergleichung folgte:

(II) $$\dot{p} = -i\bar{\omega} p - \underbrace{\frac{1}{i\hbar}\underline{E}(t)\,\underline{\mu}_{21}\, d}_{\text{WW mit Lichtfeld } \underline{E}(t)} - \gamma p$$

$$p(t) = c_1^* c_2 e^{-i\bar{\omega} t}$$

$$d(t) = |c_2|^2 - |c_1|^2$$

Übergangswahrscheinlichkeit von $E_2 \to E_1$: p ($E_1 \to E_2$: p^*) ≙ mikroskop. Polarisation

- Dämpfung von p durch Stöße oder WW mit Phononen noch nicht berücksichtigt (→ T_2 Zeit)
  wir verwenden phänomenologischen Ansatz: $\boxed{\dot{p} = -\gamma p}$

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{1}{T_2}$$

- $\dot{d} = \frac{d}{dt}\left(|c_2|^2 - |c_1|^2\right)$ ← Inversionsdynamik

(III) $$\dot{d} = \frac{2}{i\hbar}\underline{E}(t)\left(\underline{\mu}_{12}^* p^* - \underline{\mu}_{12} p\right) + \frac{d_0 - d}{T}$$

phenomenologischer Term für WW der Atome mit Umgebung

Pumpen + strahlungslose Relaxation

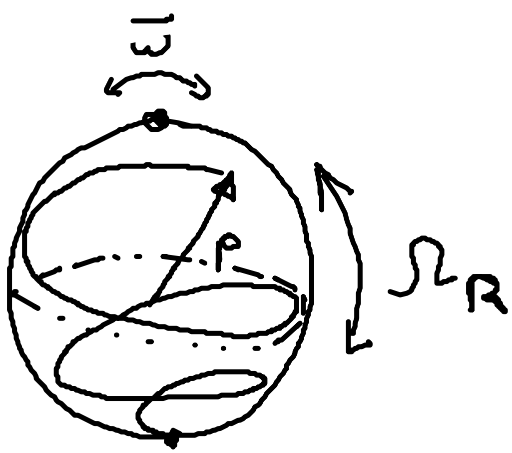
Gl. (II) und (III) sind identisch mit den Bloch'schen Gleichungen für Elektronenspin im Magnetfeld

(E-Feld $\hat{=}$ Magnetfeld

Polarisation $\hat{=}$ Spin)

$\bar{\omega}$ Präzessionsfrequenz

$\Omega = \frac{\bar{E}\,\mu_{21}}{\hbar}$: Rotationsfrequenz heißt Rabifrequenz



"Umklappen des Spins"

$\underline{E}(t)$ beschreiben durch Wellengleichung (partielle DGL 2. Ordnung)
→ Vereinfachungen nötig

3.3. Näherungen der Laser-Grundgleichungen

· Zunächst betrachten wir stehende Wellen im Resonator
→ Zerlegung der Modenamplituden $E_\lambda(t)$ in positive und negative Frequenzanteile

$$E_\lambda(t) = E_\lambda^{(+)}(t) + E_\lambda^{(-)}(t)$$

$$E_\lambda^{\pm}(t) = \underbrace{\mathcal{E}_\lambda(t)}_{\text{Amplitude}}\, e^{\overbrace{\mp i\omega_\lambda t}^{\text{Phase}}}$$

3.3.1 Rotating Wave Näherung (RWA)

Term aus Licht-Materie WW

$$\dot{d} = \dots \underline{E} \left(\underline{\mu}_{12}^{*} p^{*} - \underline{\mu}_{12} p \right) \dots$$

enthält Produkt aus $\underline{E}$ und $\underline{P}$

Makroskopische Polarisation

$$\underline{P}(x,t) = \sum_n \delta(\underline{x} - \underline{x}_n)\, \underline{\tilde{p}}_n$$

$$= \sum_n \delta(\underline{x} - \underline{x}_n) \left[p_n \underline{\mu}_{12} + p_n^{*} \underline{\mu}_{21} \right]$$

alle Atome im Resonator

$$= \underbrace{\underline{P}^{(+)}(x,t)}_{\sim e^{-i\bar{\omega} t}} + \underbrace{\underline{P}^{(-)}(x,t)}_{\sim e^{i\bar{\omega} t}}$$

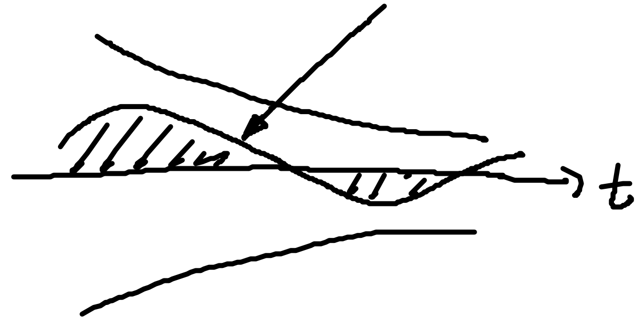
$$\underline{E} \left(\underline{P}^{(-)} - \underline{P}^{(+)} \right)$$

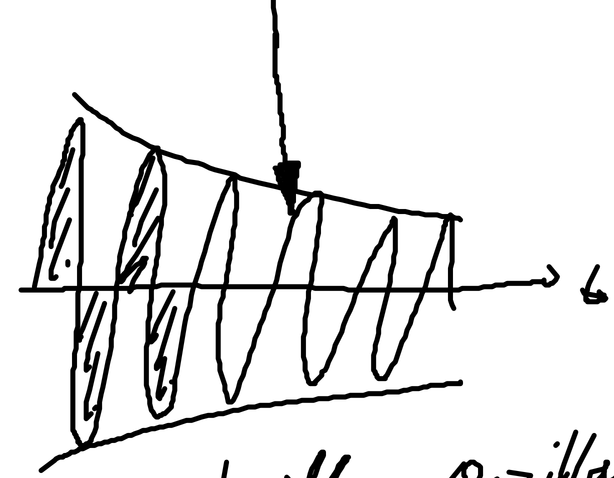
$$= \sum_\lambda \underline{u}_\lambda(\underline{x}) \left(E_\lambda^{(+)} + E_\lambda^{(-)} \right) \left(\underline{P}^{(-)} - \underline{P}^{(+)} \right)$$

($\underline{u}_\lambda(x)$ sind Lösungen der Helmholzgleichung)

$$= \sum_\lambda \underline{u}_\lambda(x) \Big[\underbrace{E_\lambda^{+} \underline{P}^{-}}_{\sim e^{-i(\omega_\lambda - \bar{\omega})t}} - \underbrace{E_\lambda^{-} \underline{P}^{+}}_{\uparrow} + \underbrace{E_\lambda^{-} \underline{P}^{-} - E_\lambda^{+} \underline{P}^{+}}_{\sim A(t)\, e^{\mp i(\omega_\lambda + \bar{\omega})t}} \Big]$$

$= \sim A(t)\cdot e^{i(\omega_\lambda - \bar{\omega})t}$





langsame Oszillation

wenn $\omega_\lambda \approx \bar{\omega}$

d.h. Lasermodenfrequenz nahe der Übergangsfrequenz des Atoms

schnelle Oszillation!

$\Rightarrow$ positive und negative Beiträge kompensieren sich

$\rightarrow$ Beitrag wird <u>vernachlässigt</u>

$\Rightarrow$ Gl. (III) wird in RWA zu

$$\boxed{\dot{D} = \frac{D_0 - D}{T} - \frac{2}{i\hbar}\sum_\lambda \left(\underline{u}_\lambda E_\lambda^+ \underline{p}^- - \underline{u}_\lambda E_\lambda^- \underline{p}^+\right)} \quad (\mathrm{III})^{RWA}$$

$$D = \sum_n \delta(\underline{x} - \underline{x}_n)\, d_n$$

Polarisationsgleichung:

makroskopische Inversion

RWA kann Gl. (II) vereinfachen:

(multipliziere mit $\underline{p}^{(-)}$)

$$\underline{p}^{(-)} \cdot \dot{\underline{p}}^{(+)} = (-i\bar{\omega} - \gamma_\perp)\, \underline{p}^{(-)} \cdot \underline{p}^{(+)} + \frac{\underline{p}^{(-)}}{i\hbar} \cdot \sum_\lambda (E_\lambda^{(+)} + E_\lambda^{(-)}) (\underline{u}_\lambda(x) \cdot \underline{\mu}_{21}) \underline{\mu}_{12} D$$

wird vernachlässigt

$\sim e^{i(\omega_\lambda + \bar{\omega})}$

$$\Rightarrow \boxed{\dot{\underline{P}}^{(+)}(t) = (-i\bar{\omega} - \gamma_\perp)\, \underline{P}^{(+)} + \frac{1}{i\hbar} \sum_\lambda E_\lambda^{+} (\underline{u}_\lambda \cdot \underline{\mu}_{21}) \underline{\mu}_{12} D} \quad (\mathrm{II})^{RWA}$$

RWA in Wellengleichung liefert:

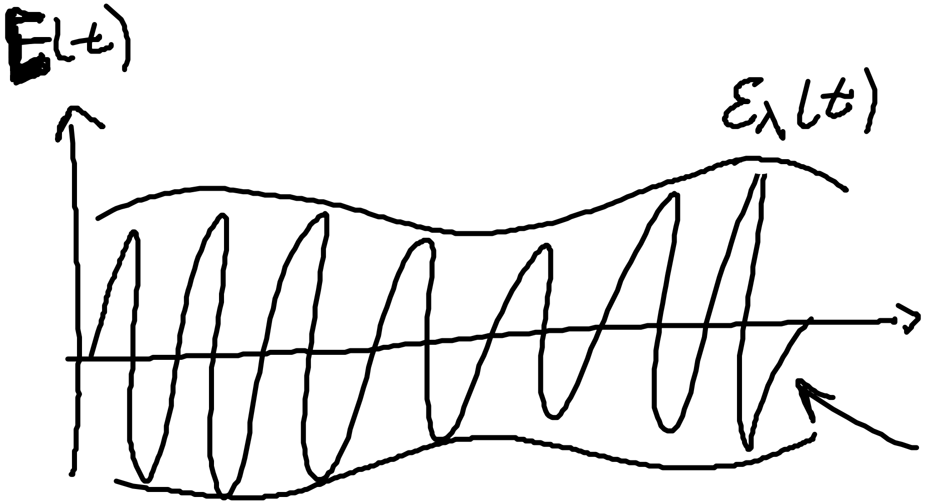
$$\boxed{\omega_\lambda^2 E_\lambda^\pm + \ddot{E}_\lambda^\pm + \sum_{\lambda'} \frac{\sigma_{\lambda\lambda'}}{\varepsilon_0} E_\lambda^\pm = -\frac{1}{\varepsilon_0} \ddot{P}_\lambda^\pm} \qquad (I)^{RWA}$$

Anteile $\ddot{P}_\lambda^\mp$ werden vernachlässigt

$$\left(P_\lambda(t) = \int \underline{u}_\lambda \underline{P} \, d\underline{x} \right)$$

3.3.2. Slowly varying envelope approximation (SVEA)

(SVA)



$e^{i\omega_\lambda t} \cdot \mathcal{E}_\lambda(t)$

Amplitude $\mathcal{E}_\lambda(t)$ langsam veränderlich gegenüber schnellen Oszillations mit ω_λ

SVA: $\boxed{|\dot{\mathcal{E}}_\lambda| \ll |\omega_\lambda \mathcal{E}_\lambda|}$

$$\frac{d}{dt} E_\lambda^{\pm}(t) = \frac{d}{dt}\left(\mathcal{E}_\lambda(t)\, e^{\mp i\omega_\lambda t}\right)$$

$$= \left(\dot{\mathcal{E}}_\lambda \mp i\omega_\lambda \mathcal{E}_\lambda\right) e^{\mp i\omega_\lambda t} \approx \mp i\omega_\lambda E_\lambda^{\pm}$$

$$\ddot{E}_\lambda^{\pm}(t) = \left(\ddot{\mathcal{E}}_\lambda \mp 2i\omega_\lambda \dot{\mathcal{E}}_\lambda - \underbrace{\omega_\lambda^2 \mathcal{E}_\lambda}\right) e^{\mp i\omega_\lambda t}$$

SVA:

$$|\dot{\mathcal{E}}_\lambda| << |\omega_\lambda \mathcal{E}_\lambda|$$

$$\Rightarrow |\ddot{\mathcal{E}}_\lambda| << |\omega_\lambda \dot{\mathcal{E}}_\lambda|$$

Term wird von $\omega_\lambda^2 E_\lambda^\pm$ in Wellengleichung kompensiert

$\rightarrow$ Entwicklung noch weiter nötig

$$\Rightarrow \ddot{E}_\lambda^\pm(t) \approx (\mp 2i\omega_\lambda \dot{\mathcal{E}}_\lambda - \omega_\lambda^2 \mathcal{E}_\lambda) e^{\mp i\omega_\lambda t}$$

Analog

$$\Rightarrow \ddot{\underline{P}}^\pm \approx -\bar{\omega}^2 P_\lambda^\pm$$

(hier muss die Entwicklung nicht weiter getrieben werden)

Einsetzen in Wellengleichung $(I)^{RWA}$

$$\Rightarrow \mp 2i\omega_\lambda\left[\dot{E}_\lambda^\pm \pm i\omega_\lambda E_\lambda^\pm\right] \mp i\omega_\lambda \frac{1}{\varepsilon_0}\sigma_\lambda E_\lambda^\pm = \frac{1}{\varepsilon_0}\bar{\omega}^2 P_\lambda^\pm$$

$$\boxed{\dot{E}_\lambda^{\pm} = \left(\mp i\omega_\lambda - \kappa_\lambda\right) E_\lambda^{\pm} \pm \frac{1}{2\varepsilon_0}\,\bar{\omega}\; P_\lambda^{\pm}} \qquad (\mathrm{I})^{SVA}_{RWA}$$

reduzierte Wellengleichung
für stehende Wellen
im SVA & RWA Näherung

$\kappa_\lambda := \frac{\sigma_\lambda}{2\varepsilon_0}$ optische Verlustrate für $\sigma_{\lambda\lambda'} = \sigma_\lambda \delta_{\lambda\lambda'}$

3.3.3. SVA für zeitlich und räumlich veränderliche Felder

Rechnung analog wie oben mit Ansatz:

$$\underline{E}(\underline{x},t) = \underline{E}^{+}(\underline{x},t) + \underline{E}^{-}(\underline{x},t)$$

$$\underline{E}^{+}(\underline{x},t) = \underbrace{\underline{\mathcal{E}}^{\pm}(\underline{x},t)}_{\text{Amplitude}}\, \underbrace{e^{\pm i(\underline{k}\underline{x} - \omega t)}}_{\text{ebene Welle}}$$

$$\underline{P}^{\pm}(\underline{x},t) = \underline{P}_A^{\pm}(\underline{x},t)\, e^{\pm i(\underline{k}\underline{x} - \omega t)}$$

SVA:

$$|\ddot{\mathcal{E}}^{+}| \ll |\omega \dot{\mathcal{E}}^{+}|$$

$$|\Delta \mathcal{E}^{+}| \ll |(\underline{k}\underline{\nabla})\mathcal{E}^{+}|$$

$$\Rightarrow \boxed{\dot{\mathcal{E}}^{\pm} + c(\underline{e}_k \nabla)\mathcal{E}^{\pm} = -\kappa \mathcal{E}^{\pm} \pm i \frac{\omega}{\varepsilon_0} \underline{P}_A^{\pm}}$$

reduzierte Wellengleichung

mit Ausbreitung

3.3.4 Dimensionslose Gleichungen für stehende Wellen im Resonator

Gleichungen (I)–(III)$^{SVA}_{RWA}$ ergeben Grundgleichungen der semiklassischen Lasertheorie dimensionslos formuliert:

$$\text{(I)}' \quad \dot{a}_\lambda = (\underbrace{-i\omega_\lambda}_{\text{Osz.}} \underbrace{-\kappa_\lambda}_{\text{Dämpfung}})\, a_\lambda - i \sum_n g_{\lambda n} \underbrace{p_n}_{\text{Antrieb durch Polarisation}}$$

$$\text{(II)}' \quad \dot{p}_n = (\underbrace{-i\bar{\omega}_n}_{\text{Osz.}} \underbrace{-\gamma_n}_{\text{Dämpfung}})\, p_n + i \sum_\lambda g_{\lambda n} \underbrace{a_\lambda d_n}_{\text{Kopplung an Licht über Inversion}}$$

$$\text{(III)}' \quad \dot{d}_n = \underbrace{\frac{d_0 - d_n}{T}}_{\text{Pumpen + Relaxation}} + 2i \sum_\lambda \underbrace{\left(g^*_{\lambda n}\, p_n\, a_\lambda^* - g_{\lambda n}\, a_\lambda\, p_n^* \right)}_{\text{Kopplung Licht – Materie über } p}$$

Neue Feldgröße $a_\lambda(t)$ definiert durch:

$$E_\lambda^{(+)}(t) = i \sqrt{\frac{\hbar \omega_\lambda}{2 \varepsilon_0}}\, a_\lambda(t)$$

$$E_\lambda^{(-)}(t) = -i \sqrt{\frac{\hbar \omega_\lambda}{2 \varepsilon_0}}\, a_\lambda^*(t)$$

(motiviert durch
Übergang zur voll QM Beschreibung
$a_\lambda \hat{=}$ Vernichtungsoperator eines
Photons der Mode λ)

Kopplungskonstante

$$g_{\lambda n} := i \underset{\text{statisches optisches}}{\underline{\mu}_{21n}}\; \underbrace{\underline{e}_\lambda\, u_\lambda(x)}_{\text{Polarisation und Ortsabhängigkeit der Mode } \lambda} \sqrt{\frac{\omega_\lambda}{\hbar\, 2 \varepsilon_0}}$$

Dipolmoment

$$\underline{\mu}_{21_n} = \langle \varphi_2^n | e \underline{r} | \varphi_1^n \rangle$$

$\uparrow$

Atom
Eigenzustand