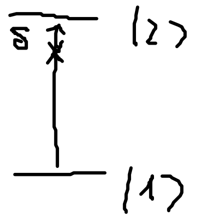
d) Schwach nichtresonante Systeme



δ : Verstimmung

$\delta > \gamma_1 \tilde{\Omega}$ (Störungstheorie in $\frac{1}{\delta}$)

$$\dot{\tilde{\rho}}_{12} = i\,\delta_{12}\,\tilde{\rho}_{12} - \gamma\,\tilde{\rho}_{12} + \frac{i}{2}\,\Delta\,\tilde{\Omega}_{21}$$

$$\dot{\Delta} = -i\left(\tilde{\Omega}_{21}\,\tilde{\rho}_{21} - \tilde{\rho}_{12}\,\tilde{\Omega}_{12}\right)$$

sind Startpunkt

$$\tilde{\rho}_{12} = \frac{i}{2}\int_{-\infty}^{t} dt'\, e^{(i\delta_{12}-\gamma)(t-t')}\,\Delta(t')\,\Omega_{21}(t') \qquad s = t-t'$$

$$= \frac{i}{2} \int_0^\infty ds \; e^{(i\delta_{12} - \gamma)s} \underbrace{\Delta(t-s)\,\Omega_{21}(t-s)}_{f(t-s)}$$

n-te Ableitg.

$$= \frac{i}{2} \int_0^\infty ds \; e^{(i\delta_{12} - \gamma)s} \sum_n \frac{1}{n!} (-s)^n \, f^{(n)}(t)$$

Zeitretardierung steckt in d. Ableitungen

$$\tilde{\rho}_{12}^{(0)} = \frac{i}{2} \int_0^\infty ds \; e^{(i\delta_{12} - \gamma)s} \; f(t)$$ nullter Term d. Reihe

$$= \frac{i}{2} \; \frac{-1}{i\delta_{12} - \gamma} \; f(t) \xrightarrow[\delta_{12} \gg \gamma]{} - \overbrace{\frac{\Delta(t)}{2\delta} \tilde{\Omega}_{21}(t)}^{\text{reell}}$$

Nenner steht δ
Störungstheorie nach $\frac{1}{\delta}$

$$\dot{\Delta}^{(0)} = 0$$, weil $\rho_{12}^{(0)}$ rein reell ist

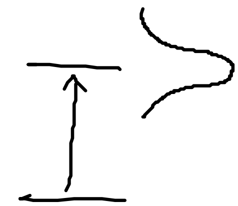
$$\tilde{\rho}_{12}^{(1)} = \frac{i}{2} \underbrace{\int_0^\infty ds \; e^{(i\delta_{12} - \gamma)s} (-s)}\; \dot{f}(t)$$

$n = 1$

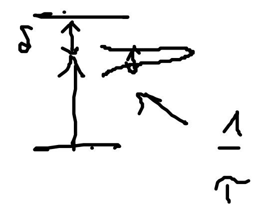
$$= -\frac{i}{2} \frac{1}{(i\delta_{12} - \gamma)^2} \; \dot{f}(t) \xrightarrow[\delta_{12} \gg \gamma]{} + \frac{i}{\delta^2} \; \dot{f}(t)$$

Störungstheorie: $\underline{\frac{1}{\delta} \cdot \partial_t \, f(t)}$

$$\frac{1}{\delta^n}\partial_t^{(n)}\rho$$



Pulse mit $\tilde\Omega\,\delta \gg \partial_t \tilde\Omega$:



Theorie gilt für lgs veränderliche Pulse

Pulsdauer $\tau^{-1} \ll \delta$

$$\dot\Delta^{(1)} = -i\left(\tilde\Omega_{21}\tilde\rho_{21}^{(1)} - \tilde\Omega_{12}\tilde\rho_{12}^{(1)}\right)$$

$$= -\frac{i}{2}\left(\tilde\Omega_{21}\left(-\frac{i}{\delta^2}\right)(\tilde\Omega_{12}\Delta)^{\cdot} \underbrace{- \tilde\Omega_{12}\frac{i}{\delta^2}(\tilde\Omega_{21}\Delta)^{\cdot}}\right)$$

$$= -\frac{1}{2}\underbrace{\partial_t|\tilde\Omega_{12}|^2}_{\text{nach Produktregel}}\frac{1}{\delta^2}$$

Setze $\Delta \approx 1$ in Störterme im Feld

ist der erste nichtlineare Term im Feld

$\rightarrow$ nichtlineare Optik

$$\dot\Delta = -\frac{1}{2}\partial_t|\tilde\Omega_{12}|^2\frac{1}{\delta^2} \Rightarrow \Delta = \overbrace{1}^{\text{Konstante die die Anfangsbedingung erfüllt}} - \frac{1}{2}|\tilde\Omega_{12}|^2\frac{1}{\delta^2}$$

$$\tilde{\rho}_{12}^{(0)} = \left|\text{von oben}\right| = -\frac{1}{2}\frac{\Delta}{\delta}\hat{\Omega}_{21} = -\frac{1}{2}\left(1-\frac{1}{2}\frac{|\hat{\Omega}_{12}|^2}{\delta^2}\right)\frac{\Omega_{21}}{\delta}$$

<u>in erster Näherung:</u> hat man das Ergebnis f. Übergangsamplitude:

$$\tilde{\rho}_{12} = -\frac{1}{2}\left(\underbrace{\frac{\tilde{\Omega}_{21}}{\delta}}_{\substack{\text{lineare}\\ \text{Optik}}} - \underbrace{\frac{1}{2\delta^3}\,|\hat{\Omega}_{12}|^2\,\tilde{\Omega}_{21}}_{\text{nichtlineare Optik}}\right)$$

Kerr-Nichtlinearität $\quad \vec{P} \sim E^3$

(Fasern, Glas, ...)

<u>Kerr-Nichtlinearität:</u> a) proportional zu $|\tilde{E}|^2 E$

b) <u>instantane</u> Nichtlinearität

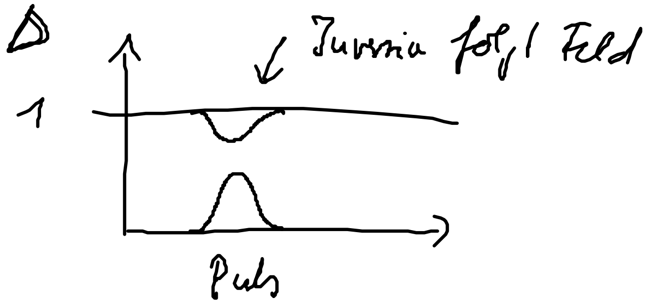
(Dipoldichte folgt dem Zeitverlauf d. Feld)

wenn $E \to 0$, $\vec{P} \to 0$

c) andere Sprechweise:

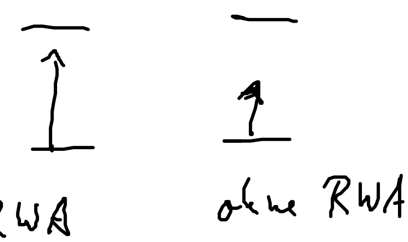
Regime d. adiabatisch Folgens

(dynamische Variablen folgen dem Feld)



man kann die Kerrnichtlinearität auch für stark nichtresonante Anregg. ableiten

hier



im Exp. muß für $\vec{P} = \alpha |\hat{E}|^2 \hat{E}$

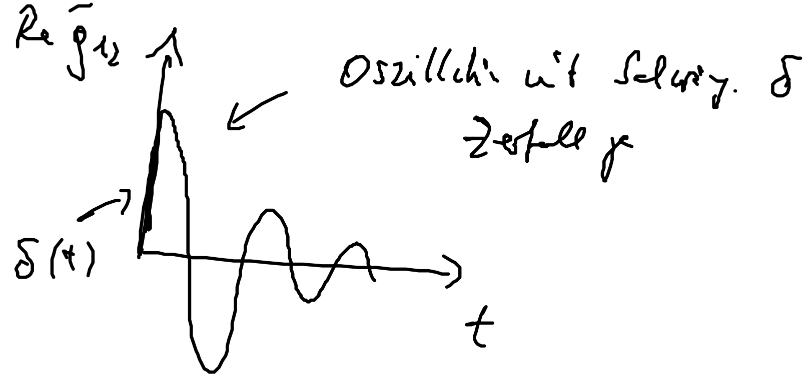
der Koeffizient α bestimmt werden

e) Freies Induktionszerfall

$$\dot{\tilde{\rho}}_{12} = i\delta_{12}\rho_{12} - \gamma\rho_{12} + i\frac{\tilde{\Omega}_{21}}{2}\left(\overset{1}{\rho_{11}} - \overset{0}{\rho_{22}}\right)$$

$$\tilde{\rho}_{12} = \frac{i}{2}\int dt'\, e^{(i\delta_{12}-\gamma)(t-t')} \underbrace{\tilde{\Omega}_{21}(t')}_{\delta(t') \text{ kurzer Puls}}$$

$$\tilde{\rho}_{12}(t) = \frac{i}{2}\, e^{(i\delta_{12}-\gamma)t}$$



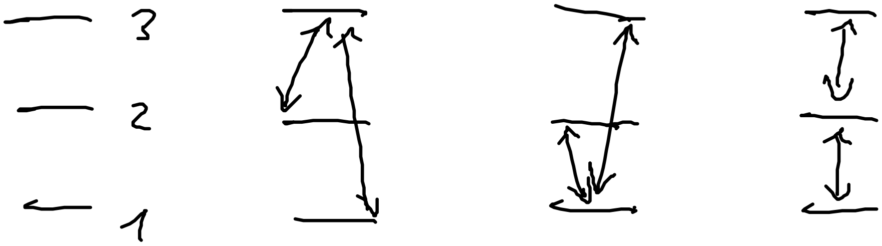
5.11.2 Dreiniveausysteme

Dreiniveausysteme bedeutsam für

- Unterniveaus aufspalten (Starkeffekt, Zeemaneffekt) aus $2 \rightarrow 3$ Niveaus
- andere Niveau in der Nähe des interessant Übergangs
- Modellsysteme f. Quanteninterferenz analog zum Doppelspaltexpmt.

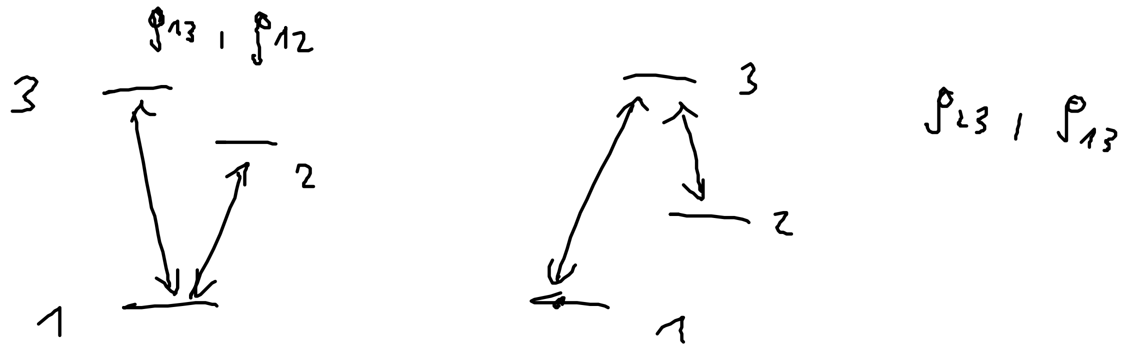
(eigentlich Quantenoptik)

Variationen v. 3 Niveausysteme $\longleftrightarrow$ „erlaubte optische Übergänge"



λ-System V-System Kaskaden-System

a) Quanteninterferenzen



V-System   λ-System

typische Spektroskopie: Anregg. u. Kohärenz Amplituden ⟷

typische Frage: Kann man die verbleibende Frequenz

V-System ω_{23}

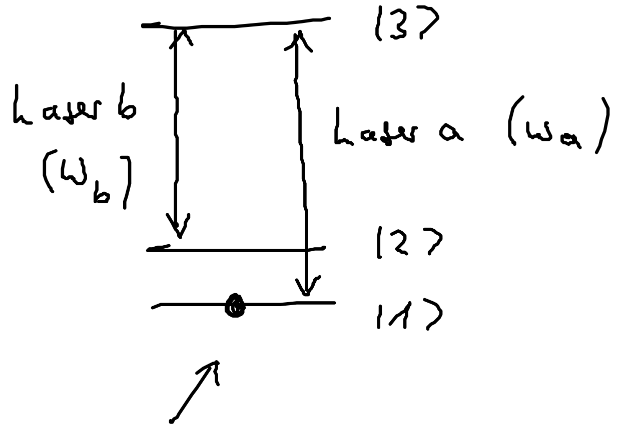
sehen?

λ-System ω_{12}

Aufgrund der qm. Interferenz sieht man nur im V-System die Überlagerungsfrequenz. halbklassisch <u>nicht</u> zu beschreiben.

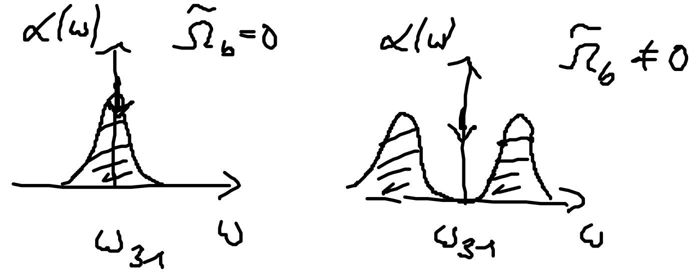
b) Elektromagnetisch induzierte Transparenz

λ - System



b: starkes Pumpfeld $\tilde{\Omega}_b$

a: Testfeld (schwach) $\tilde{\Omega}_a$



Transparenz
starke Modifikation v_G

Testspektrum d. Lasers a.

Elektron im Grundzustand

$\rho_{11} = 1$

Näherungen die sich bewährt haben:

- alle Besetzungen können konstant gehalten werden
  $\rho_{22} = 0 = \rho_{33}$, $\rho_{11} = 1$
- $d_{12} = 0 = d_{21}$ kein Dipolmoment
- statische Dipolmomente $\Omega_{ii} = 0$

interessiert uns für $\dot{\rho}_{13} = ?$ beschreibt $\mathrm{Im}\,\chi_{13}$ → Absorption d. Testfelds

$$\dot{\rho}_{13} = i\omega_{13}\rho_{13} - i\left(\cancel{\overset{\text{statisch }D}{\Omega_{11}^*}\rho_{13}} - \Omega_{31}\overset{=1}{\rho_{11}}\right)$$

$$-i\left(\cancel{\Omega^*_{12}\,\rho_{23}} - \Omega_{32}\,\rho_{12}\right)$$

übergang hat kein Dipol

$$-i\left(\cancel{\Omega^*_{13}\,\rho_{33}} - \cancel{\Omega_{33}\,\rho_{13}}\right)$$

Dichte verändert sich nicht

$$\dot\rho_{13} = i\omega_{13}\rho_{13} + i\underset{a}{\Omega_{31}} + i\underset{b}{\Omega_{32}}\,\overset{?}{\rho_{12}}$$

$$\rightarrow \dot\rho_{12} = i\omega_{12}\rho_{12} - i\left(\Omega^*_{13}\,\rho_{32} - \Omega_{23}\,\rho_{13}\right)$$

?

$$\rightarrow \dot\rho_{32} = i\omega_{32}\rho_{32} + i\Omega_{31}\,\rho_{21}$$

geschlossen, und AB $\rho_{ij} = 0$

<u>RWA:</u>

$$\rho_{12} = e^{i\omega_{ba}t}\,\tilde\rho_{12}$$

$$\rho_{32} = e^{i\omega_b t}\,\tilde\rho_{32}$$

$$\rho_{13} = e^{-i\omega_a t}\,\tilde\rho_{13}$$

$\omega_{32} = \omega_b$

$\omega_{13} = -\omega_a$

$\omega_{12} = \omega_b - \omega_a$

in RWA:

$$\dot{\tilde{\rho}}_{13}(t) = i\tilde{\Omega}_a(t) + i\tilde{\Omega}_b(t)\tilde{\rho}_{12}(t)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{12}(t) = -i\left(\tilde{\Omega}_a(t)\tilde{\rho}_{32}(t) - \tilde{\Omega}_b(t)\tilde{\rho}_{13}(t)\right)$$

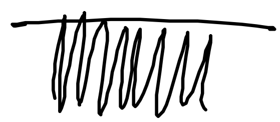
$$\dot{\tilde{\rho}}_{32}(t) = i\tilde{\Omega}_a(t)\tilde{\rho}_{12}(t)$$

Absorption, also $\mathrm{Im}\,\chi$ des Testfelds $\tilde{\Omega}_a$

$$\mathrm{Im}\,\chi = \mathrm{Im}\left(\frac{\rho_{13}(\omega)}{\Omega_a(\omega)}\right)$$

ohne Vorfaktor

($d_{13}\, n_0$)



$\rho_{13}(\omega)$ ist gesucht, für konstante Pumpfelder $\tilde{\Omega}_b$ = konstant ist das Problem lösbar, dazu $\rho_{12}(\omega)$ berechne für $\rho_{13}(\omega)$

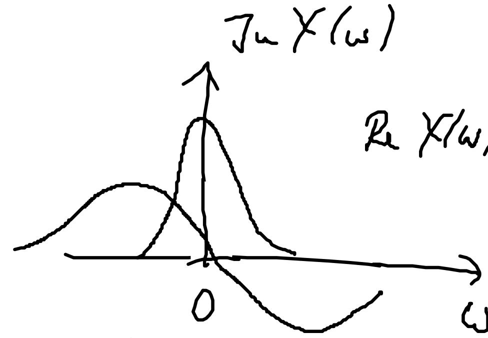
$$\downarrow \quad \chi(\omega) = \frac{i\,(-i\omega + \gamma_{12})}{(-i\omega + \gamma_{13})(-i\omega + \gamma_{12}) + \tilde{\Omega}_b^2}$$

1. Grenzfall $\tilde{\Omega}_b = 0$

Keine Pumpe

$\downarrow \quad \chi(\omega) = \dfrac{i}{(-i\omega + \gamma_{13})} \Longrightarrow$

$$= \frac{i\gamma_{13} - \omega}{\omega^2 + \gamma_{13}^2}$$



ω_b im nicht RWA

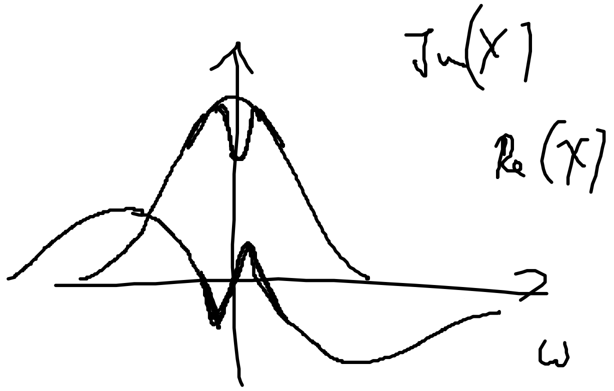
2. Grenzfall Ω_b schwach

$$\chi = \frac{i}{(-i\omega + \gamma_{13}) + \underbrace{\tilde{\Omega}_b^2}_{\text{klein}} / (-i\omega + \gamma_{12})}$$

1. Ordg Taylor

$$\approx \underbrace{\frac{i}{(-i\omega + \gamma_{13})}}_{\substack{\text{Term ohne} \\ \tilde{\Omega}_b}} \left(1 - \underbrace{\tilde{\Omega}_b^2 \frac{1}{(-i\omega + \gamma_{12})(-i\omega + \gamma_{13})}}_{i\alpha\omega + \beta\omega^2} \right)$$

sind fehlende Terme in ω

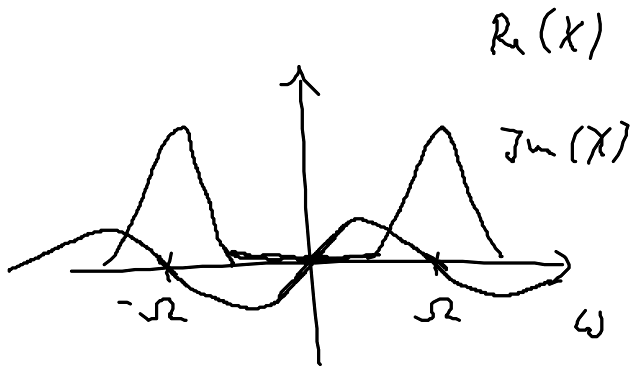


3. Grenzfall

$\tilde{\Omega}_b \gg \gamma$

$$\chi = \frac{i(-i\omega + \gamma)}{-\omega^2 + \tilde{\Omega}_b^2} \longrightarrow \frac{1}{(\omega - \tilde{\Omega}_b)(\omega + \tilde{\Omega}_b)}$$

2 neue Resonanzen $\omega = \pm \Omega_b$



qualitative Diskussion

a) durch starkes $\tilde{\Omega}_b > \gamma$ kann man die Absorption von $\tilde{\Omega}_a$ abschalten. passiert f. $\omega_a \neq \omega_b$

man kann Transparenz um 10^8 ändern

<u>Ursache:</u> Quanteninterferenz in 3 Niveau System

b) Gruppengeschwindigkeit $\left(\sim \frac{\partial k}{\partial \omega}\right)$

kann bis auf $\frac{m}{s}$ verlangsamt werden,

es gibt auch Konfiguration mit $v_G < 0$