

4.2 Zeitveränderliche EM - Felder

Das zwei-Niveau-Modell spielt in der Atomphysik eine große Rolle \Rightarrow Bloch-Gleichungen (Kap 2.2.5)

4.2.1 Dynamische Stark-Effekt

Wir beginnen mit (siehe 2.2.5)

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 & -\hbar \Omega_R(t) \\ -\hbar \Omega_R(t) & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

$\Omega_R(t)$ Rabi-Freq.

$\hbar \Omega_R(t)$ Rabi-Energie

$$\hbar \Omega_R(t) = d \ddot{\vec{E}}$$

mit

$$\begin{aligned} \ddot{\vec{E}}(t) &= \ddot{\vec{E}}_0 \cos(\omega_0 t) \\ &= \frac{1}{2} \ddot{\vec{E}}_0 (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t}) \end{aligned}$$

mit den Definitionen

$$\Omega_R = d \ddot{\vec{E}}_0$$

und

$$\hbar \omega_1 = E_1 \quad (E_2 = \hbar \omega_2)$$

und dem Ansatz:

$$a_1 = \tilde{a}_1 e^{-i\omega_1 t}$$

$$a_2 = \tilde{a}_2 e^{-i\omega_2 t}$$

$$\tilde{a}_1(t), \tilde{a}_2(t)$$

$\hat{=}$ Abspaltung der Freq.

des ungestörten Systems

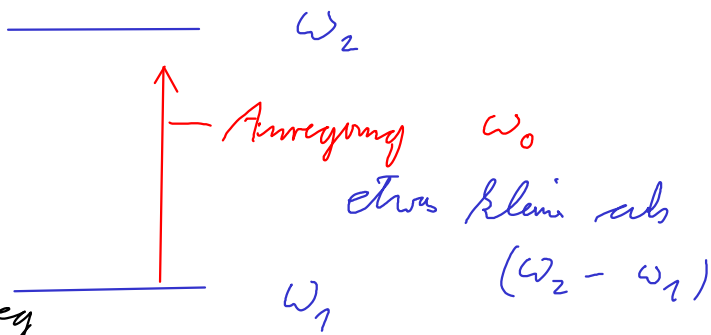
$$(\hat{=} \Omega_R = 0)$$

$$\Rightarrow i \dot{\tilde{a}}_1 = -\frac{1}{2} \Omega_R (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t}) \tilde{a}_2 e^{-i(\omega_2 - \omega_1)t}$$

$$\text{und } i \dot{\tilde{a}}_2 = -\frac{1}{2} \Omega_R (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t}) \tilde{a}_1 e^{+i(\omega_2 - \omega_1)t}$$

man möchte \tilde{a}_1 und \tilde{a}_2

Näherung:
 diese Term sind weit
 weg von Resonanz.
 daher kann man sie weg



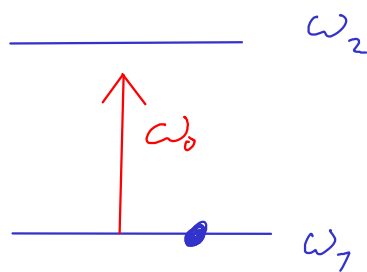
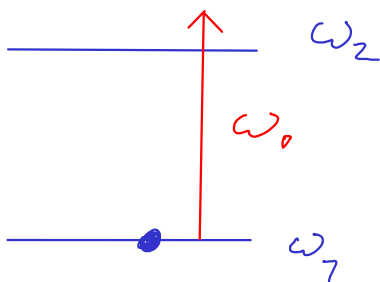
rotating wave approximation (RWA)

$$\Rightarrow \begin{cases} \dot{\tilde{a}}_1 = i \frac{1}{2} \Omega_R \tilde{a}_2 e^{i\delta t} \\ \dot{\tilde{a}}_2 = i \frac{1}{2} \Omega_R \tilde{a}_1 e^{-i\delta t} \end{cases}$$

mit der Verstimmung $\delta = \omega_0 - (\omega_2 - \omega_1)$

$\delta > 0$

$\delta < 0$



Ansatz

$$\tilde{a}_1(t) = \tilde{a}_1(0) e^{-i\tilde{\omega}_1 t}$$

$$\tilde{a}_2(t) = \tilde{a}_2(0) e^{-i\tilde{\omega}_2 t}$$

...

$$\omega_1 \rightarrow \omega_1 + \tilde{\omega}_1 = \omega_1 - \frac{\delta}{2} \oplus \frac{1}{2} \sqrt{\delta^2 + \Omega_R^2}$$

$$\omega_2 \rightarrow \omega_2 + \tilde{\omega}_2 = \omega_2 + \frac{\delta}{2} \ominus \frac{1}{2} \sqrt{\delta^2 + \Omega_R^2}$$

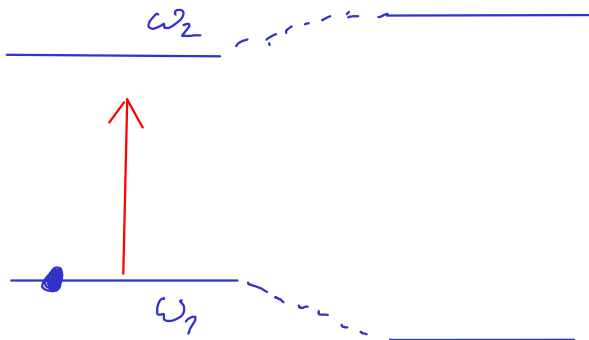
die sog. muss stetig in den ungestörten
 Fall übergehen (kleine Feldstärke)

- Für kleine Feldstärke (also $\delta^2 \gg \Omega_R^2$)

Taylor - Entwickl.:

$$\omega_1 \rightarrow \omega_1 + \frac{1}{4} \frac{\Omega_R^2}{\delta}$$

$$\omega_2 \rightarrow \omega_2 - \frac{1}{4} \frac{\Omega_R^2}{\delta}$$



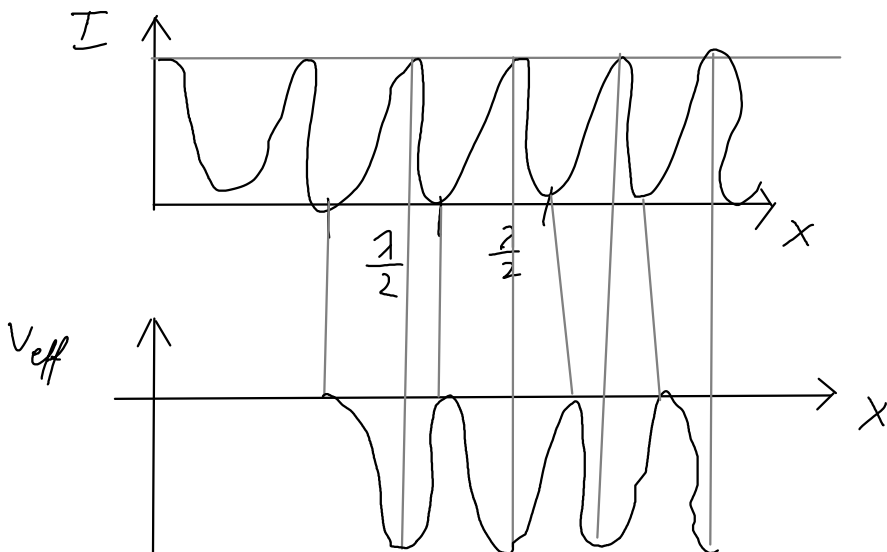
} Absorbierung $\sim \Omega_R^2$
 \sim Intensität

Anwendung

4.2.7-1 Kalte Atome in optische Gitter

(Gitter wird mit dem Stark-Effekt und zwei Lasern erzeugt)

Bsp Für zwei kontrapropagierende ebene Lichtwellen ergibt sich ein 1D Strehwellenmuster der Intensität.

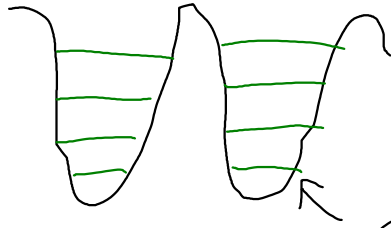


$S < 0$

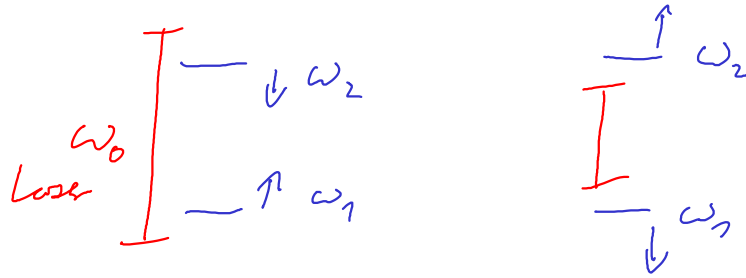
hohe Feldstärke $\hat{=}$ viel Energieabsorption
 \Rightarrow gewisse pot. Energie

Die minimale des \sin^2 sind H_2O -Potentiale für die Atome, die sich darin sammeln.

V_{eff}

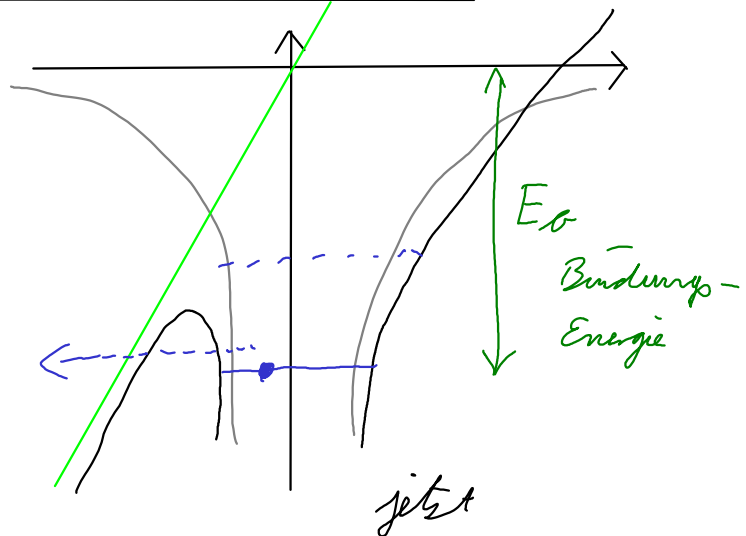
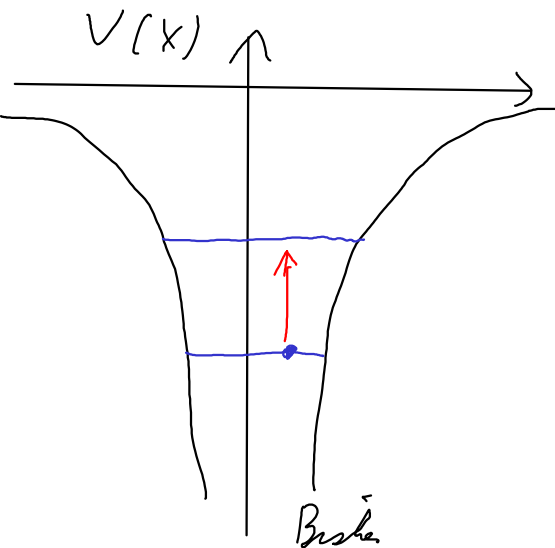


näherungsweise H_2O -Potential



Typisch: Potentialtiefe: $\approx 4 \cdot 2\pi \cdot 10 \text{ kHz}$
 $= 4 \cdot 10^{-11} \text{ eV}$
 $\approx 10^{-30} \text{ y}$
 $= k_B T$ mit $T = 5 \cdot 10^{-9} \text{ K}$
 (Thermische Energie $<$ Potentialtiefe)

4.2.2 Atome in nicht-perturbativem Laserfeldern
nicht-Störungstheoret. Behandelbar
oder starke Laser



Feld oszilliert,

Klassik (Kap 7, Nichtlineare Optik)

Polarisation eines Mediums

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \epsilon \chi^{(2)} E^2 + \epsilon \chi^{(3)} E^3 + \dots$$

wg-Symmetrie

bei Inversionssymmetrie (symm. Kristalle)

Gas - Inversionssymmetrisch

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega_0 t)$$

=> n -ter Term der Reihe enthält Beitrag mit
Freq. $(n \cdot \omega_0)$

Beob.:

Bündelenergie

(2.2.10.1)

Pondoromotorische
Energie

$$N_{\max} \approx \frac{E_G + 3,17 \langle E_{kin} \rangle}{h \omega_0}$$

(2.2-3-2)

E_G ist immer im Bereich 10 - 20 eV

$\langle E_{kin} \rangle$ kann mit Intensität erhöht werden