

# Emission spontanée + Absorption + Émission stimulées

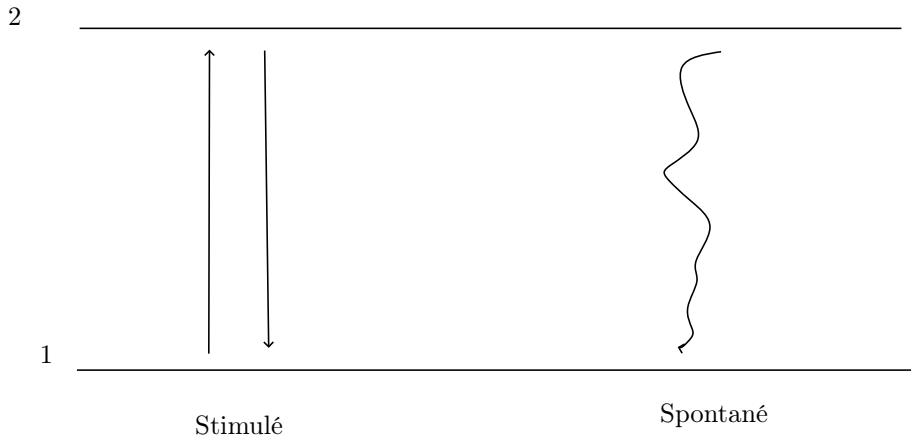


FIGURE 1 – rebop

$$\frac{d}{dn_2 t} = -A_{21}n_2 - I_\nu B_{12}\Delta n$$

## 1.5 Inversion de population

Comment obtenir  $\Delta n > 0$

Equilibre thermodynamique local :  $n_2 = e^{-\Delta E/kT} n_1 \leq n_1 \implies \Delta n \leq 0$

État stationnaire :  $n_2 = \frac{Bh\nu n_p A_{21} + Bh\nu n_p}{n} n_1 < n_1 \implies \Delta n \leq 0$

On veut une cavité qui correspond au mode du photo  $\gamma_{21}$  pour que les photons resont et maximisent le processus d'émission spontané.

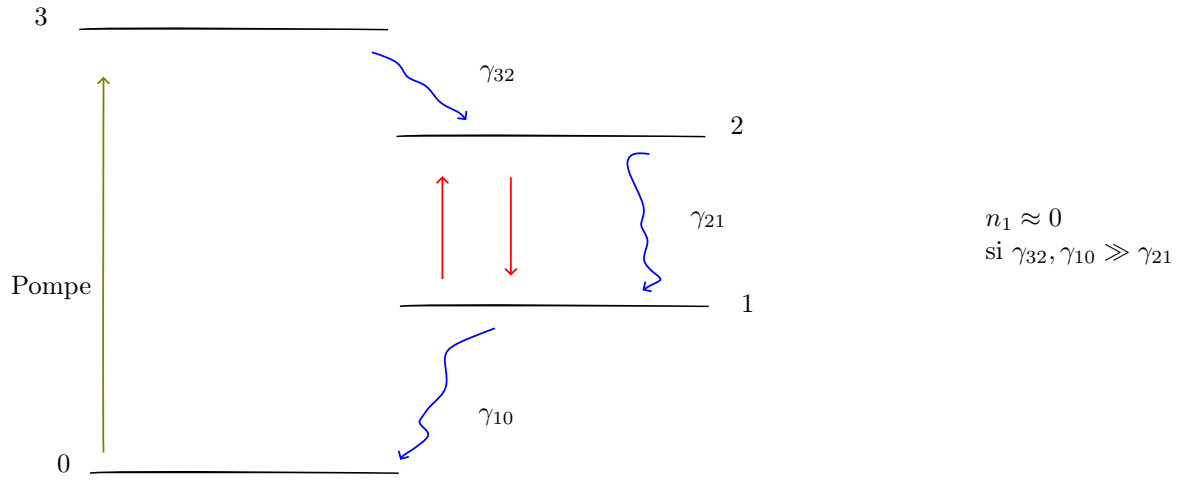


FIGURE 2 – Diagramme énergétique typique d'un laser

$$\begin{aligned} \frac{d}{dn_3 t} &= \gamma_{\omega} (n_0 - n_3) - \gamma_{32} n_3 \\ \frac{d}{dn_2 t} &= \gamma_{32} n_3 - \gamma_{21} n_2 + Bh\nu n_p (n_1 - n_2) \\ \frac{dn_1}{dt} &= \gamma_{21} n_2 - \gamma_{10} n_1 - Bh\nu n_p (n_1 - n_2) \\ \frac{dn_0}{dt} &= \gamma_{10} n_1 - \gamma_{\omega} (n_0 - n_3) \end{aligned}$$

## 2 Émetteurs à deux niveaux

### Objectifs

- Montrer comment certains modèles classiques peuvent donner des prédictions exactes dans l'interaction atom/lumière (dans certaines limites)
  - Indice de réfraction (nuage d'atome)
  - radiation d'un atome
  - effets mécaniques de la lumière
  - refroidissement d'atome (ralentir le centre de masse)
  - (Emission collective)

### 2.1 Oscillateur harmonique

$$m\ddot{x} + m\omega_0^2 x = 0$$

$$m = \frac{m_e m_n}{n_e + m_n} \approx m_e$$

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{E}^+(\mathbf{r})e^{i\omega t} + \mathbf{E}^-(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad \mathbf{E}^+ = (\mathbf{E}^-)^*$$

$$m\ddot{x} + m\omega_0^2 x = q\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

...

$$x_0^+ = \frac{eE^+/m}{\omega^2 - \omega_0^2}$$

Moment dipolaire électrique

$$d \sim 1[\text{e Å}]$$

$$\begin{aligned} \mathbf{d}^+ &= -ex^+ \\ &= -\frac{e^2}{m} \frac{E^+}{\omega^2 - \omega_0^2} \end{aligned}$$

La densité de polarisation est donc

$$\mathbf{P} = Nd^+ = \hat{\epsilon} \frac{Ne^2}{m} \frac{\mathbf{E}_0^+}{\omega_0^2} e^{-i\omega t}$$

$$\chi = \frac{\mathbf{P}}{\mathbf{E}} = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{N}{\epsilon_0} \alpha(\omega)$$

## 2.2 Modèle de Lorentz

On ajoute de la dissipation

$$x_0^+ = \frac{e}{m} \frac{E_0^+}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma\omega}$$

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

indice de réfraction :

$$\tilde{n}(\omega) = \sqrt{1 + \chi(\omega)} \approx 1 + \frac{\chi(\omega)}{2}$$

$$\tilde{n}(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{2m\epsilon_0} \frac{(\omega_0 - \omega)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} + i \frac{Ne^2}{2m\epsilon_0} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2) + \gamma^2\omega^2}$$

coefficient d'absorption  $a(\omega)$  :

$$\frac{dI}{dz} = -a(\omega)I$$

$$a(\omega) \equiv 2k_0 \operatorname{Im} [\tilde{n}(\omega)]$$

$$n(\omega) \equiv \operatorname{Re} [\tilde{n}(\omega)]$$

retard de phase

$$\delta = \tan^{-1} \left( \frac{\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)$$

Le modèle de Lorentz est valide à basse puissance

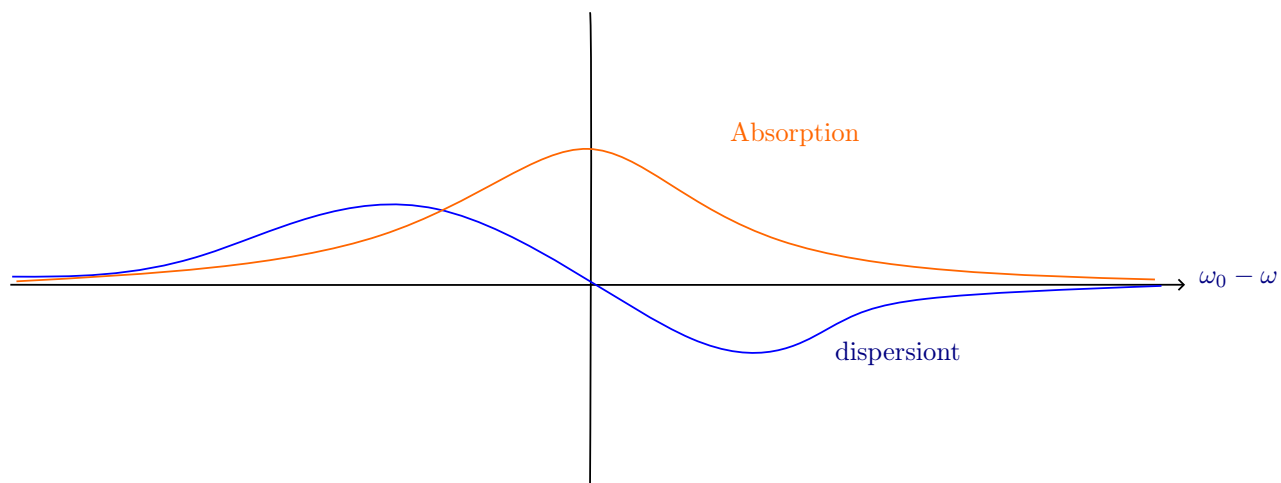


FIGURE 3 – indice de réfraction complexe

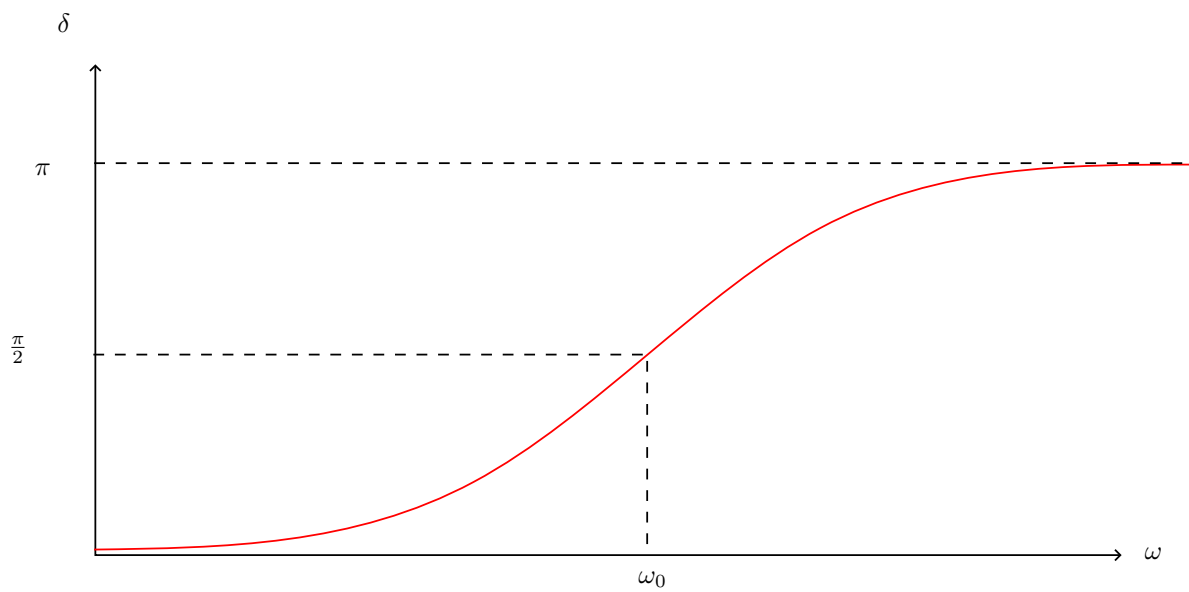


FIGURE 4 – delta

## 2.3 Limite de l'approche classique

Reproduit beaucoup d'effets à faible intensité.

Le coefficient d'absorption correct ?

$$a(\omega) = \sigma(\omega)N$$

$$\sigma_c = \frac{e^2}{m\epsilon_0 c \gamma} \bigg|_{\omega=\omega_0}$$

Avec un traitement quantique, on obtiens

$$\sigma_q = \frac{2\pi c^2}{\omega_{12}^2}$$

Définissons un terme de correction

$$f_{12} = \frac{\sigma_q}{\sigma_c} = \dots \frac{g_2}{g_1}$$

Pour des amplitude très faibles, on trouve le comportement de l'oscillateur harmonique

$$\chi(\omega) \rightarrow -\frac{Ne^2}{m\epsilon_0\omega^0} \implies \sum_i f_{1i} = 1$$

*fudge factor*

## 2.4 Modèle quantique

Modèle simple de l'atome + approche perturbative pour calculer la probabilité de transition  $1 \rightarrow 2$

Entrevoir les oscillations de Rabi