

# Sources laser : vue d'ensemble

## A. Oscillation laser

Amplificateur rebouclé  
Condition sur le gain: seuil  
Condition sur la phase:  
    modes longitudinaux  
Modes actifs possibles

## B. Gain laser

Section efficace laser  
Equations cinétiques

## C. Milieux laser: exemples

Système « à 3 niveaux »  
Système « à 4 niveaux »  
Lasers à semi-conducteurs

## D. Modes longitudinaux

Modes possibles  
Fonctionnement monomode  
Largeur de raie technique

## E. Modes transverses

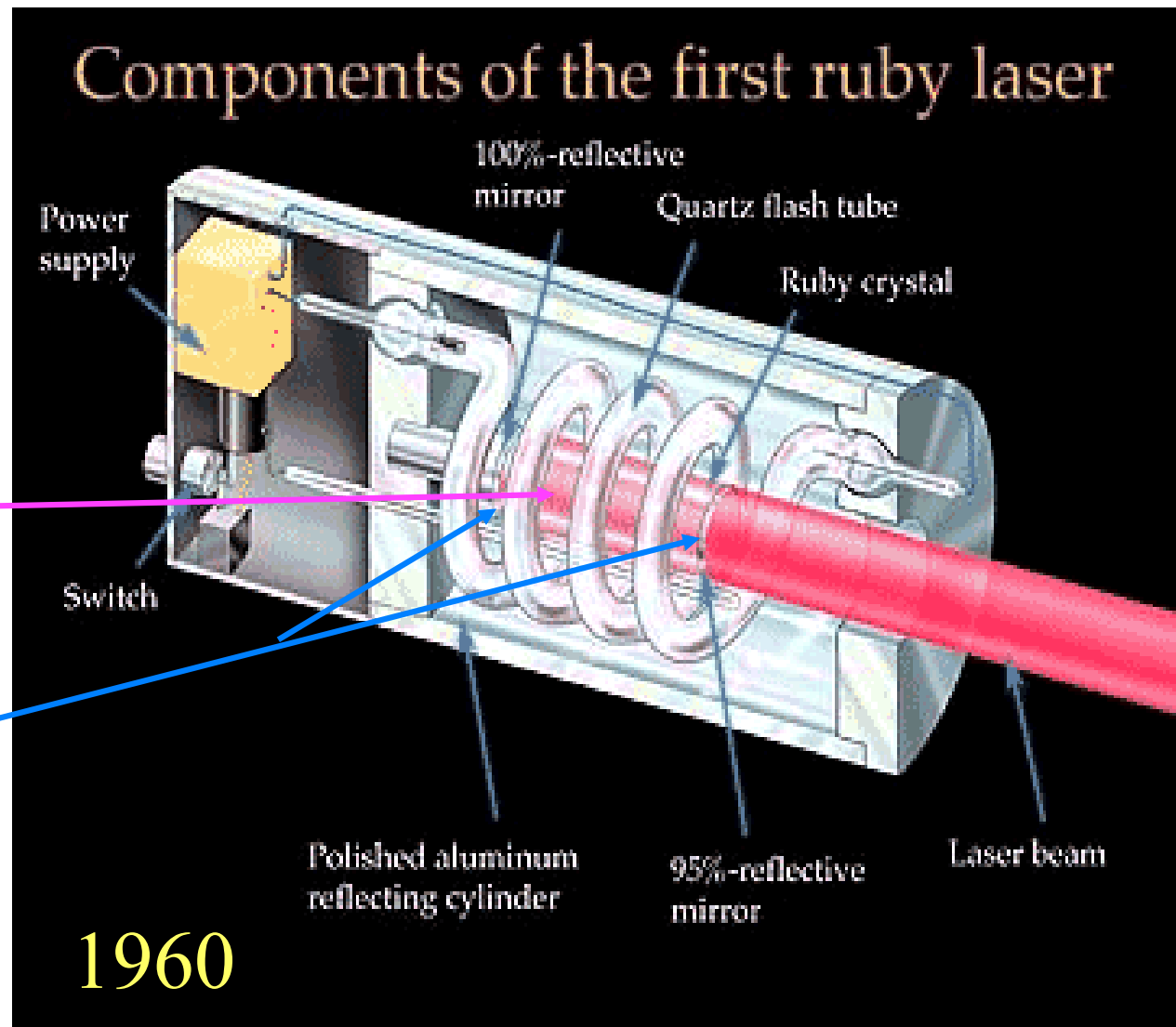
Pertes par diffraction  
Modes transverses  
Exemple: Hermite -Gauss

## F. Laser : lumière concentrée

Concentration dans l'espace  
Concentration dans le spectre  
Laser: tous les photons dans 1  
    seul mode

# Source laser (ex. rubis)

Émetteur de  
lumière  
comportant un  
amplificateur  
laser et des  
miroirs



# Sources laser : vue d'ensemble

## A. Oscillation laser

Amplificateur rebouclé

Condition sur le gain: seuil

Condition sur la phase:  
modes longitudinaux

Modes actifs possibles

## B. Gain laser

Section efficace laser

Equations cinétiques

## C. Milieux laser: exemples

Système « à 3 niveaux »

Système « à 4 niveaux »

Lasers à semi-conducteurs

## D. Modes longitudinaux

Modes possibles

Fonctionnement monomode

Largeur de raie technique

## E. Modes transverses

Pertes par diffraction

Modes transverses

Exemple: Hermite -Gauss

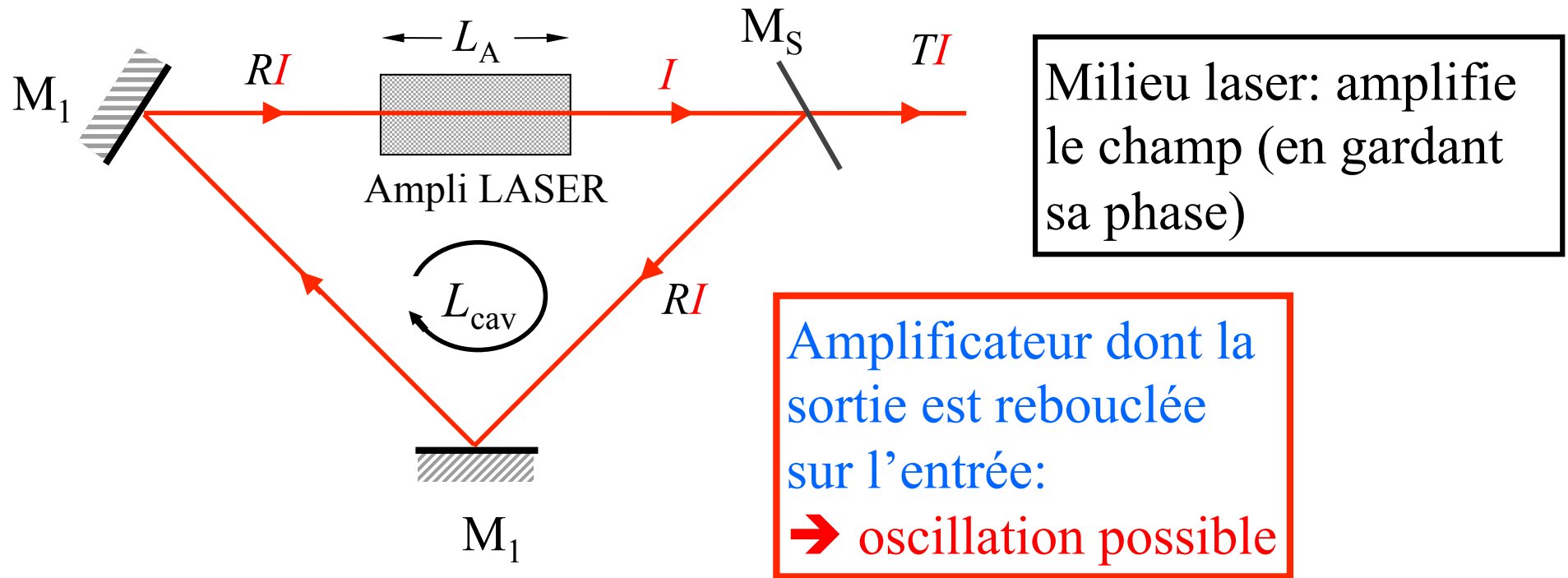
## F. Laser : lumière concentrée

Concentration dans l'espace

Concentration dans le spectre

Laser: tous les photons dans 1  
seul mode

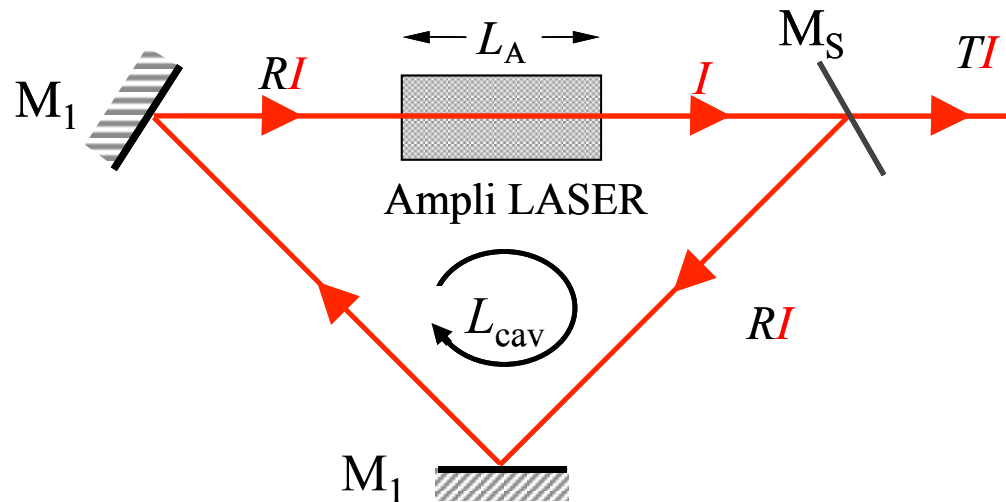
# Oscillateur laser: amplificateur rebouclé



## Conditions d'oscillation :

- le gain doit être suffisant pour compenser les pertes
- l'onde doit être rebouclée en phase

# Condition sur le gain : seuil



## Gain de l'ampli laser

Si  $I \ll I_{\text{sat}}$  Gain non-saturé

$$G^{(0)} = \frac{I_{\text{sortie}}}{I_{\text{entrée}}} \simeq \exp\{gL_A\} \approx 1 + gL_A$$

• résonnant à  $\omega_M = \omega_0 = \frac{|E_b - E_a|}{\hbar}$

Décroît avec  $I$   
(saturation)  $g(I) = \frac{g^{(0)}}{1+s} \leq g^{(0)}$

## Condition d'oscillation : seuil

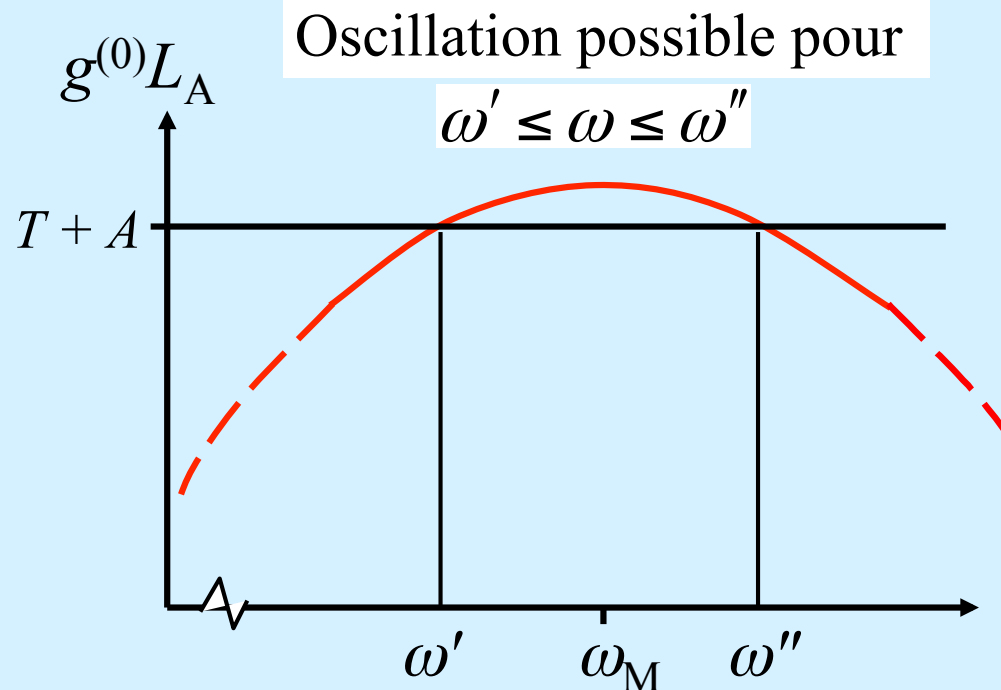
$$G^{(0)}(1-T)(1-A) \geq 1$$

$$g^{(0)}L_A \geq T + A$$

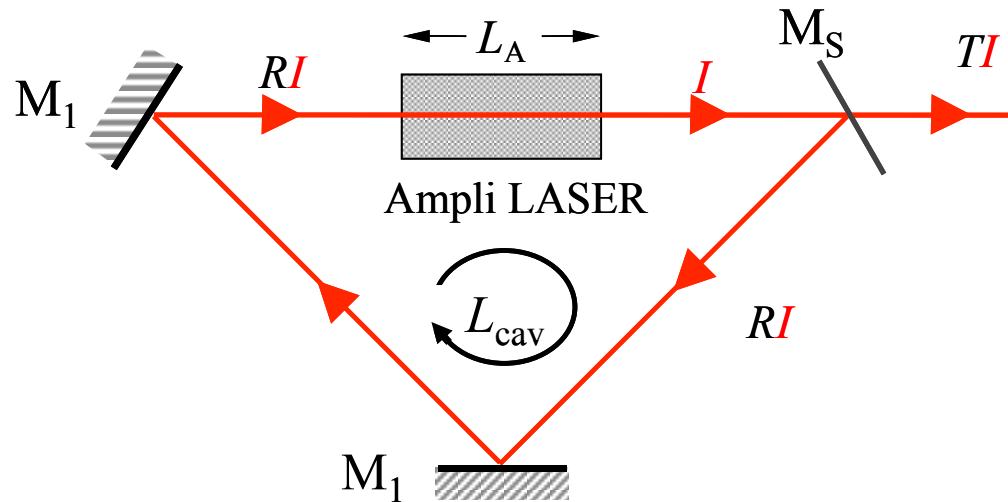
gain non saturé

couplage vers l'extérieur

pertes par absorption



# Condition sur la phase : modes longitudinaux



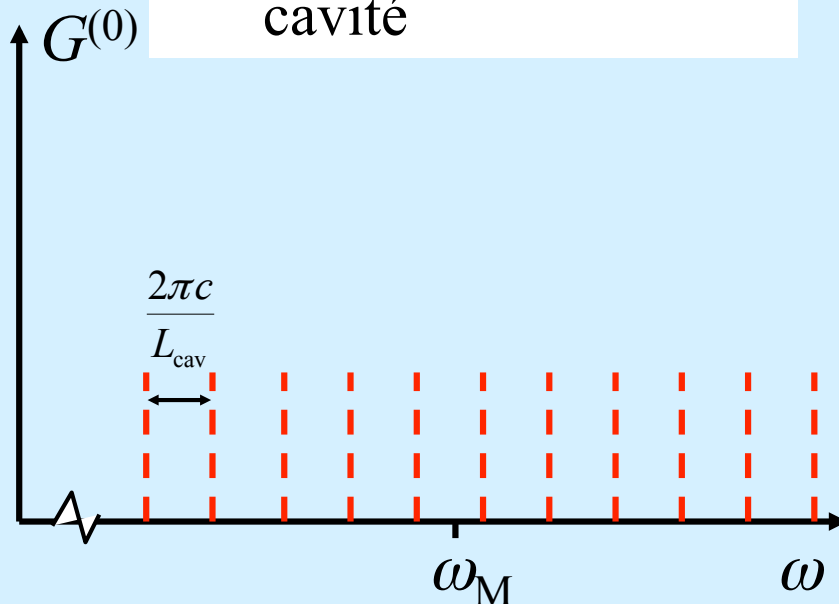
Longueur optique 1 tour cavité

$$L_{cav} = \oint n(r) dr$$

Déphasage pour 1 tour

$$\phi = \frac{\omega}{c} L_{cav}$$

-- modes longitudinaux  
cavité



Rebouclage en phase

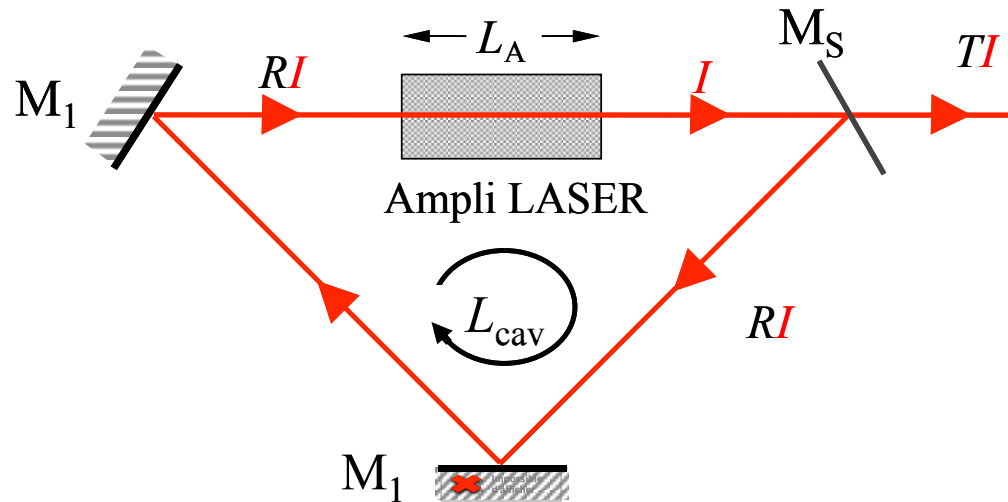
$$\phi = \frac{\omega}{c} L_{cav} = p 2\pi$$

$$\omega_p = p 2\pi \frac{c}{L_{cav}}$$

Mode  
longitudinal

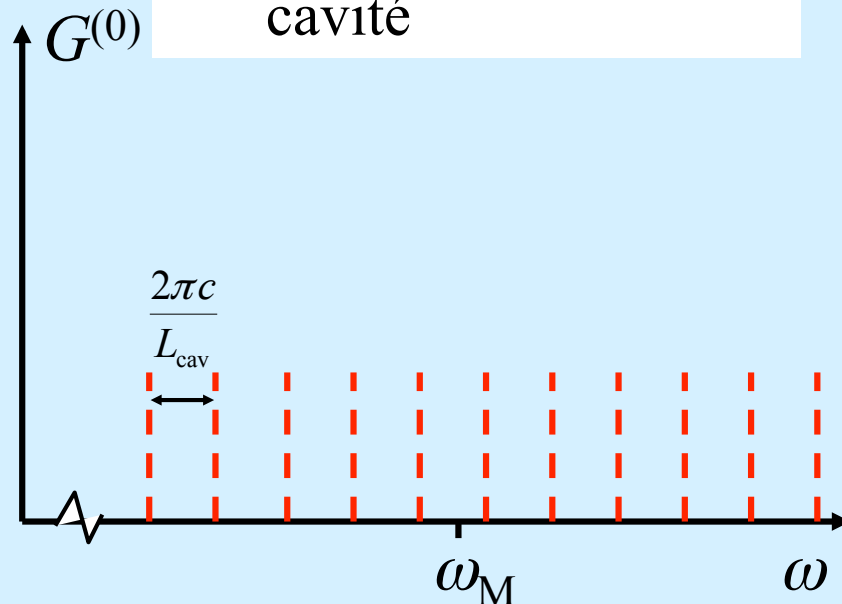
entier

# Condition sur la phase : modes longitudinaux



**Mode** = solution stationnaire des équations de propagation, compte tenu des conditions aux limites

-- modes longitudinaux cavité



Rebouclage en phase

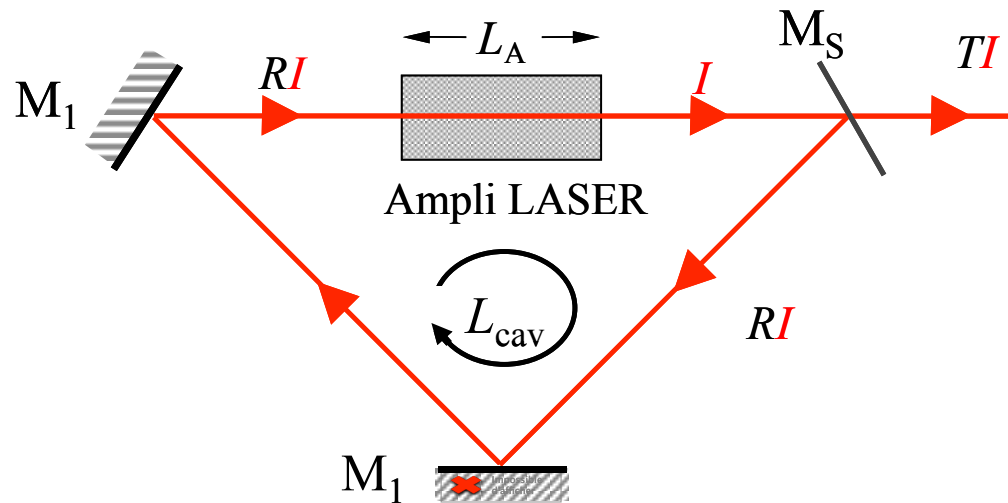
$$\phi = \frac{\omega}{c} L_{\text{cav}} = p 2\pi$$

$$\omega_p = p 2\pi \frac{c}{L_{\text{cav}}}$$

Mode longitudinal

entier

# Condition globale: modes possibles



Condition sur le gain

$$\omega' \leq \omega \leq \omega''$$

Rebouclage en phase

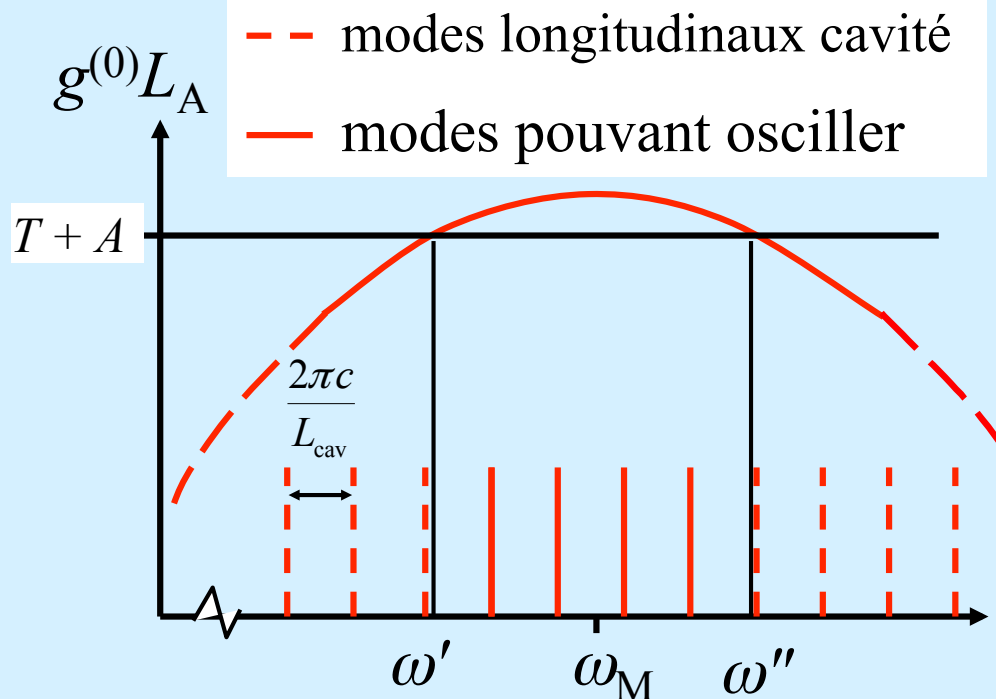
$$\omega_p = p 2\pi \frac{c}{L_{\text{cav}}} \quad p \text{ entier}$$

Exemple de valeurs  
(laser Hélium-Néon)

$$L_{\text{cav}} = 0.6 \text{ m} \Rightarrow \frac{c}{L_{\text{cav}}} = 5 \times 10^8 \text{ Hz}$$

$$(\omega' - \omega'') / 2\pi \approx 2.5 \text{ GHz}$$

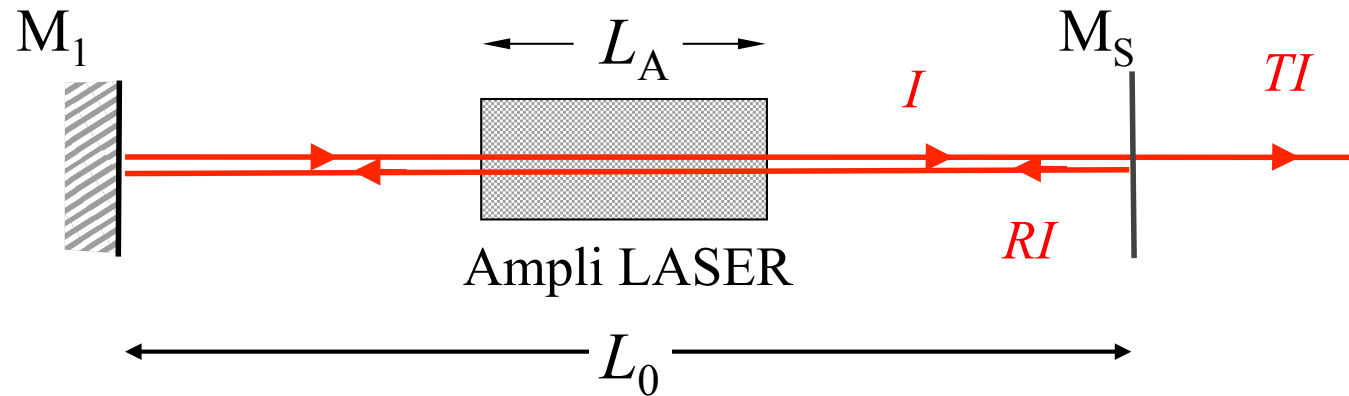
$\Rightarrow 4 \text{ à } 5 \text{ modes actifs}$



$$\frac{\omega}{2\pi} \approx 5 \times 10^{14} \text{ Hz} \Rightarrow p \approx 10^6$$



# Laser à cavité linéaire



Principe identique au laser en anneau

On peut appliquer les résultats du laser en anneau en faisant la correspondance

$L_{\text{cav}} = 2L_0$  longueur 1 tour de cavité (rebouclage)

$G = (G_{\text{ampli}})^2$  gain sur 1 tour de cavité (rebouclage)

# Sources laser : vue d'ensemble

A. Oscillation laser  
Amplificateur rebouclé  
Condition sur le gain: seuil  
Condition sur la phase: modes  
longitudinaux  
Modes actifs possibles

## B. Gain laser

Section efficace laser  
Equations cinétiques

C. Milieux laser: exemples  
Système « à 3 niveaux »  
Système « à 4 niveaux »  
Lasers à semi-conducteurs

D. Modes longitudinaux  
Modes possibles  
Fonctionnement monomode  
Largeur de raie technique

E. Modes transverses  
Pertes par diffraction  
Modes transverses  
Exemple: Hermite -Gauss

F. Laser : lumière concentrée  
Concentration dans l'espace  
Concentration dans le spectre  
Laser: tous les photons dans 1  
seul mode

# Section efficace laser

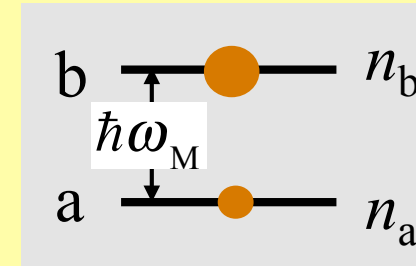
Formule “agréable” (dimensions)

$$g = \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = \sigma(\omega) (n_b - n_a)$$

section efficace laser

$$\delta = \omega - \omega_M$$

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma(\omega_M)}{1 + \delta^2 / \Gamma_D^2}$$



Section efficace utilisée pour écrire des équations cinétiques (équations de bilan, rate equations) pour les photons et les atomes

Pour un système à deux niveaux  $\sigma(\omega_M) = \frac{\omega}{\Gamma_D} \frac{d^2}{\epsilon_0 c \hbar}$

En pratique  $\sigma(\omega_M)$  est une donnée mesurée, que l'on trouve dans les tables pour les raies laser connues (Ex.:  $2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  pour  $\text{Cr}^{3+}$  dans le rubis, ou  $\text{Nd}^{3+}$  dans le verre)

# Équations cinétiques pour les photons

Interprétation par équation cinétiques :  
surface  $\sigma$  soumise à un **flux de photons**

nombre de photons par  
unités de temps et de surface

$$\frac{I}{\hbar\omega}$$

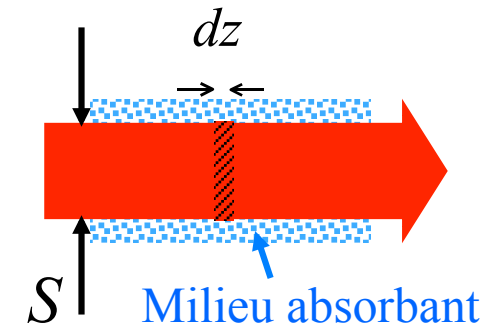


Nombre de « collisions »  
par atome par seconde :  $\sigma \frac{I}{\hbar\omega}$

Absorption dans la tranche  $S \times dz$  :

$$d\left(S \frac{I}{\hbar\omega}\right) = -\sigma \frac{I}{\hbar\omega} n_a S dz$$

$$\Rightarrow \frac{1}{I} \left[ \frac{dI}{dz} \right]_{\text{abs}} = -n_a \sigma$$

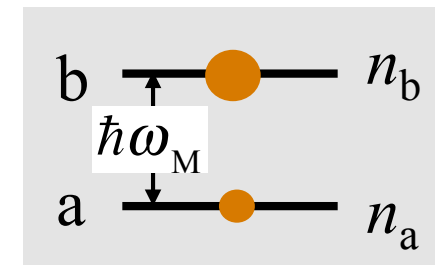


Généralisation à l'émission stimulée en admettant  
que les photons stimulés s'ajoutent au faisceau

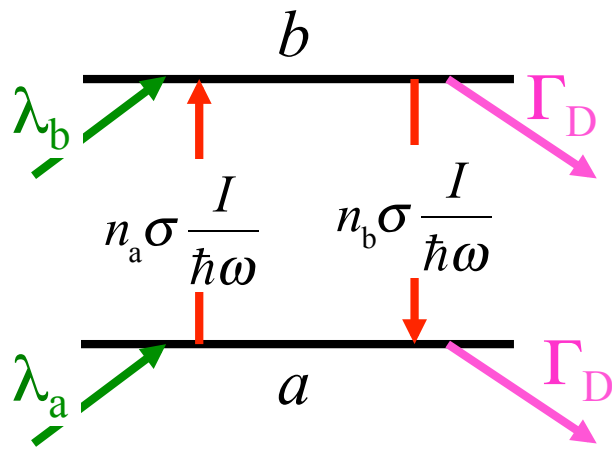
$$\frac{1}{I} \left[ \frac{dI}{dz} \right]_{\text{sti}} = n_b \sigma$$



$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = (n_b - n_a) \sigma$$



# Équations cinétiques pour les populations atomiques



On modélise les processus d'absorption et d'émission stimulée par des taux de transfert pour les populations atomiques égaux aux taux pour les photons, **et on prend en compte la relaxation et l'alimentation**

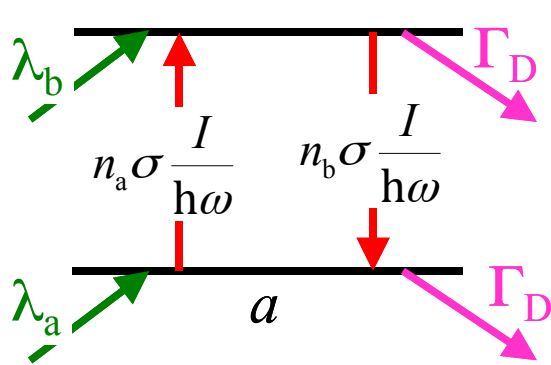
On peut alors écrire des équations cinétiques pour les pop. atomiques:

$$\begin{aligned} \frac{dn_a}{dt} &= \lambda_a - n_a \sigma \frac{I}{\hbar\omega} + n_b \sigma \frac{I}{\hbar\omega} - \Gamma_D n_a \\ \frac{dn_b}{dt} &= \lambda_b + n_a \sigma \frac{I}{\hbar\omega} - n_b \sigma \frac{I}{\hbar\omega} - \Gamma_D n_b \end{aligned} \Rightarrow \begin{aligned} \frac{d(n_a + n_b)}{dt} &= \lambda_a + \lambda_b - \Gamma_D (n_a + n_b) \\ \Rightarrow [n_a + n_b]_{\text{stat}} &= \frac{\lambda_a + \lambda_b}{\Gamma_D} \end{aligned}$$

Régime stationnaire  $\frac{d(n_a + n_b)}{dt} = 0$

$$\frac{d(n_b - n_a)}{dt} = \lambda_b - \lambda_a - \left( \Gamma_D + 2\sigma \frac{I}{\hbar\omega} \right) (n_b - n_a)$$

# Inversion de population stationnaire



$$\frac{d(n_b - n_a)}{dt} = \lambda_b - \lambda_a - \left( \Gamma_D + 2\sigma \frac{I}{\hbar\omega} \right) (n_b - n_a)$$

→ Régime stationnaire:

$$[n_b - n_a]_{\text{stat}} = \frac{\lambda_b - \lambda_a}{\Gamma_D + 2\sigma \frac{I}{\hbar\omega}}$$

On retrouve un résultat de la forme

$$[n_b - n_a]_{\text{stat}} = \frac{[n_b - n_a]^{(0)}}{1 + s}$$

avec

non saturé

$$[n_b - n_a]^{(0)} = \frac{\lambda_b - \lambda_a}{\Gamma_D}$$

et saturation

$$s = \frac{2\sigma I}{\hbar\omega \Gamma_D}$$

Si système à deux niveaux:  $\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \delta^2 / \Gamma_D^2}$

et on pose  $I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega \Gamma_D}{2\sigma_0}$



$$s = \frac{I / I_{\text{sat}}}{1 + \delta^2 / \Gamma_D^2}$$

Peut-être retrouvé par traitement quantique de l'interaction matière-rayonnement

# Description de l'amplification laser par équations cinétiques

On a donc **supposé** que l'on peut rendre compte quantitativement de l'interaction entre le milieu laser et le rayonnement en introduisant des équations cinétiques pour les **populations atomiques** et les **photons**.

Ce résultat n'avait rien d'évident a priori : l'atome est un **objet quantique**, décrit par un **vecteur d'état**, ce qui est plus complet que les simples probabilités d'être dans tel ou tel niveau\* : **dipôle oscillant lié à la cohérence entre  $|a\rangle$  et  $|b\rangle$** . **Démonstration générale délicate : prise en compte des relaxations.**

Dans la majorité des cas, l'amplification laser peut effectivement se décrire par des équations cinétiques conduisant à des formules analogues à celles vues pour notre modèle simple: très commode.

---

\* de même qu'une onde électromagnétique est plus qu'un simple flux de photons !

# Sources laser : vue d'ensemble

A. Oscillation laser  
Amplificateur rebouclé  
Condition sur le gain: seuil  
Condition sur la phase:  
    modes longitudinaux  
Modes actifs possibles

B. Gain laser  
Section efficace laser  
Equations cinétiques

C. Milieux laser: exemples  
Système « à 3 niveaux »  
Système « à 4 niveaux »  
Lasers à semi-conducteurs

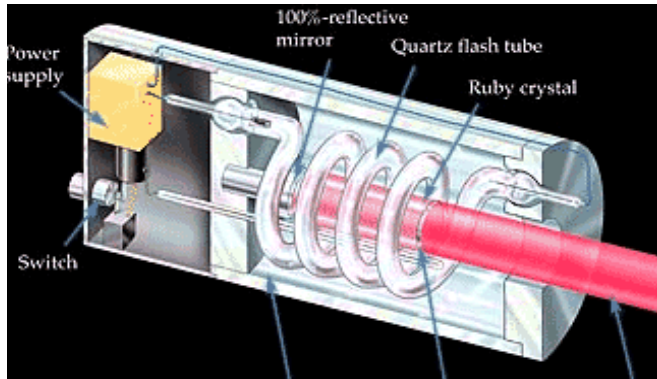
D. Modes longitudinaux  
Modes possibles  
Fonctionnement monomode  
Largeur de raie technique

E. Modes transverses  
Pertes par diffraction  
Modes transverses  
Exemple: Hermite -Gauss

F. Laser : lumière concentrée  
Concentration dans l'espace  
Concentration dans le spectre  
Laser: tous les photons dans 1  
    seul mode



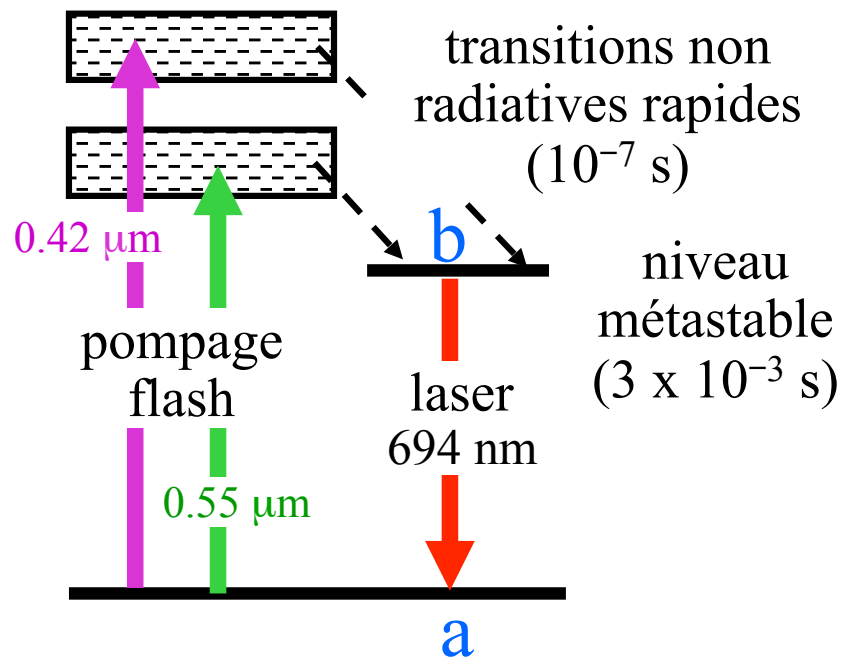
# Milieu amplificateur « à 3 niveaux »



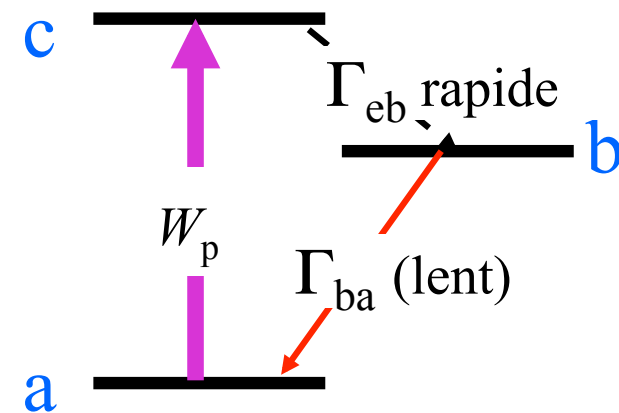
Laser à rubis ( $0.694 \mu\text{m}$ )

Fibre optique dopée Erbium ( $1.5 \mu\text{m}$ )

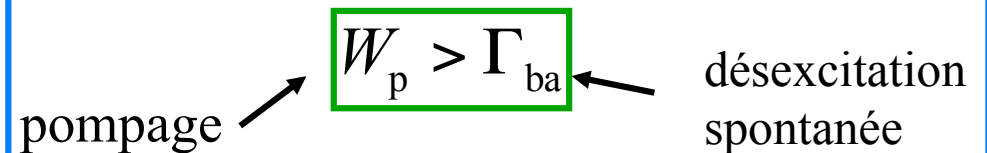
Rubis : ion  $\text{Cr}^{3+}$  en substitution de  $\text{Al}^{3+}$  dans matrice d'alumine



Schématisation par 3 niveaux



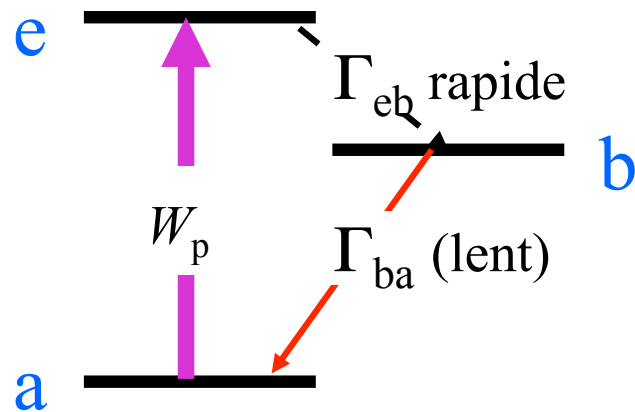
Inversion de population si



# Laser à 3 niveaux: inversion de population

## Modélisation par équations cinétiques

### Système à 3 niveaux



### Equations cinétiques (sans émission laser)

$$\begin{aligned}\frac{dN_e}{dt} &= W_p (N_a - N_e) - \Gamma_{eb} N_e = 0 \\ \frac{dN_b}{dt} &= \Gamma_{eb} N_e - \Gamma_{ba} N_b = 0 \\ N &= N_a + N_b + N_e\end{aligned}$$

régime stationnaire

$$\begin{aligned}\Gamma_{eb} \gg W_p &\Rightarrow N_e \simeq \frac{W_p}{\Gamma_{eb}} N_a \\ \Rightarrow N_b &= \frac{W_p}{\Gamma_{ba}} N_a\end{aligned}$$

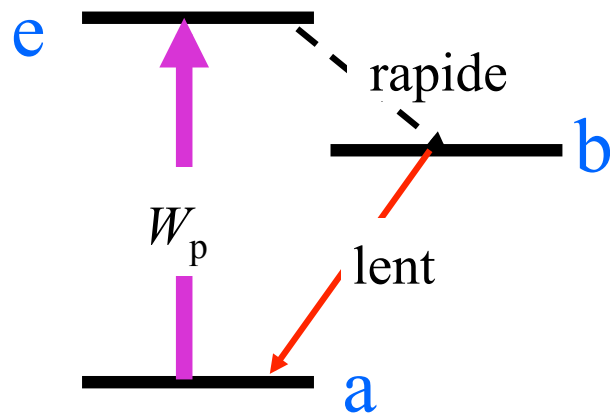
Inversion de population si

$$W_p > \Gamma_{ba}$$

**Système à 3 niveaux: le milieu doit être rendu transparent !**

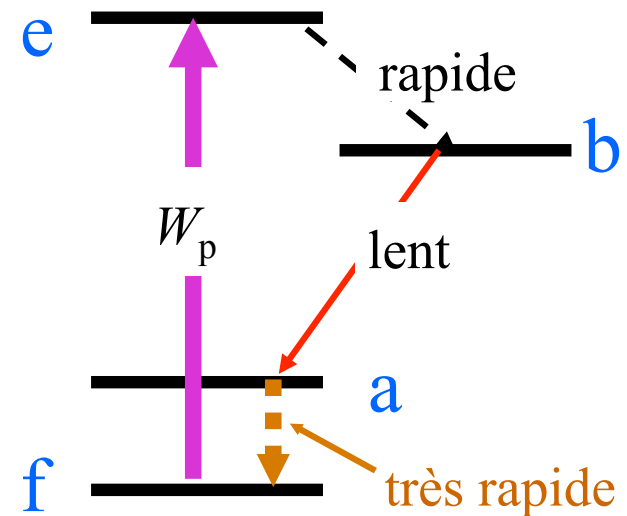
# De 3 à 4 niveaux

## Système à 3 niveaux



Inversion de population difficile car il faut non seulement **peupler b** mais aussi **vider a**

## Système à 4 niveaux

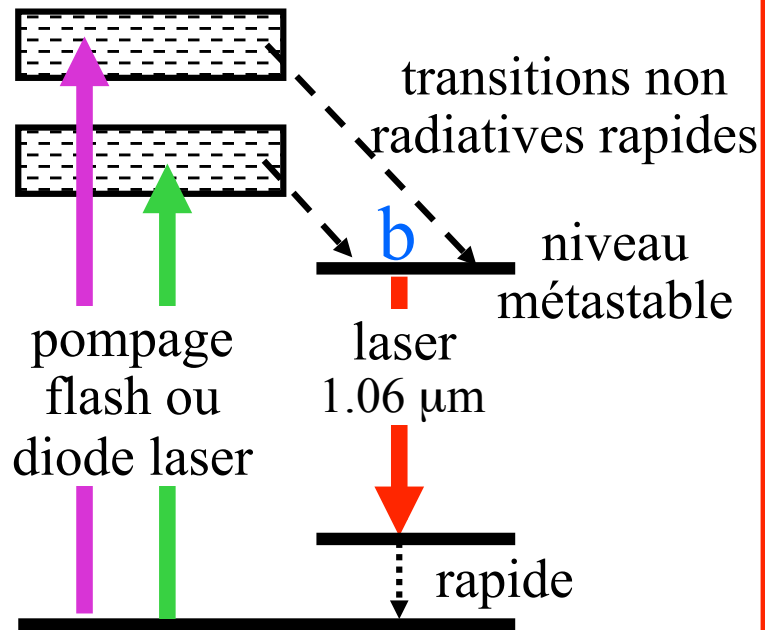


Inversion de population facile car a priori **a est vide**. Il se vide très vite pendant le fonctionnement : **seuil plus bas**.

Equations cinétiques (de pompage)

# Milieux laser « à 4 niveaux »

## Néodyme YAG (ou verre)



« Facile » à doubler  
→ vert à 530 nm

## Lasers à décharges électriques

- Hélium-Néon,
- Argon ionisé, Krypton ionisé...

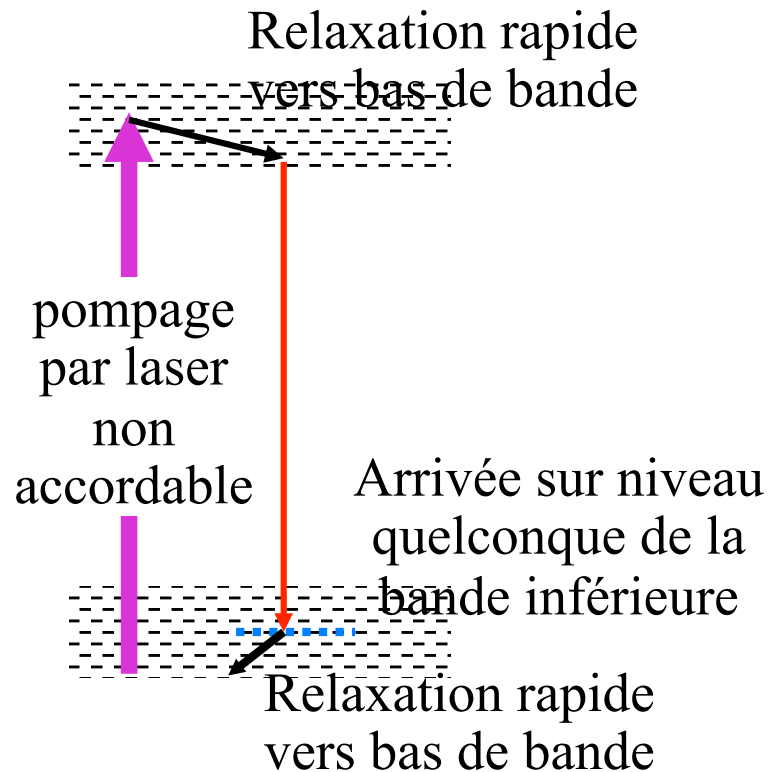
Assez grande variété de longueurs d'onde, mais valeurs très précises, non accordables

etc... Très nombreux systèmes

# Lasers à 4 niveaux accordables

(colorant, saphir dopé au titane)

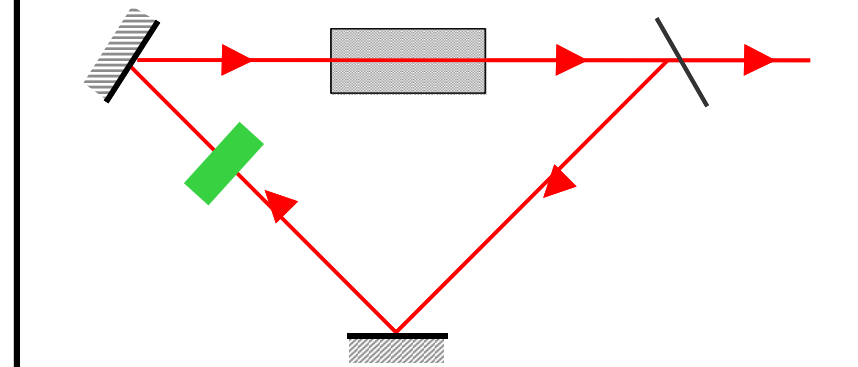
## Ampli laser large bande



La plage d'émission est égale à la largeur de la bande inférieure

- colorant : [565 nm , 595 nm]  
( $25 \times 10^{12}$  Hz)
- Ti-Saphir : [700 nm , 1100 nm]

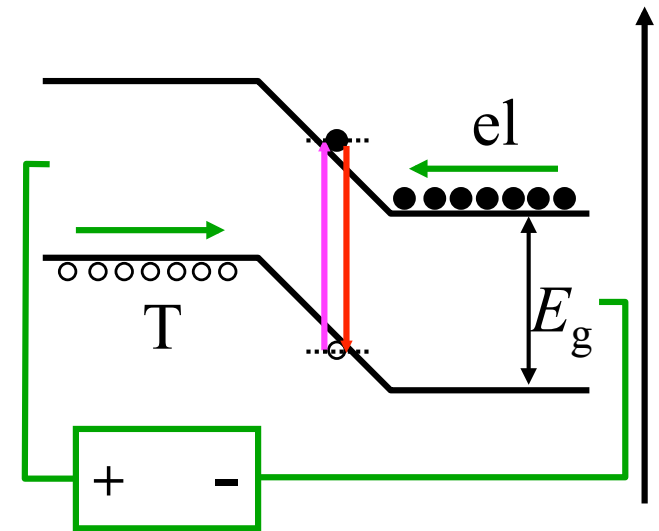
Sélection de longueur d'onde par filtre dans la cavité laser



# Laser à semi-conducteurs (diode-laser)

Dans une jonction  $p$ - $n$  entre 2 semi-conducteurs

- déficit des porteurs majoritaires (el. trous)
- un photon d'énergie supérieure au gap peut être absorbé, avec création d'une paire e-T:  
**photodétection**
- une paire électron-trou **injectée** peut s'annihiler: **photoémission**



Densité de courant injecté élevée:

**émission stimulée domine** (4 niveaux)

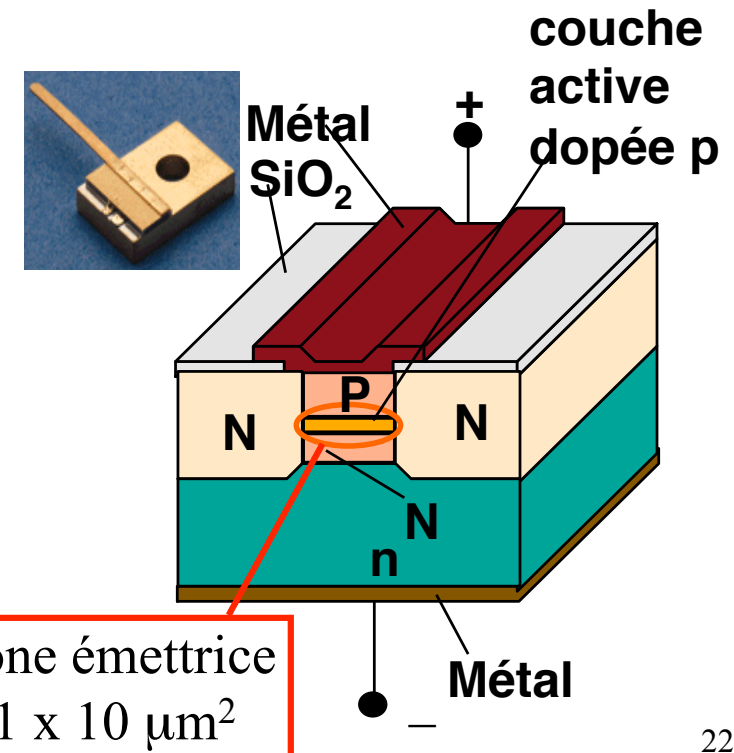
Courant confiné dans des **hétérostructures**

Cavité laser linéaire:

Faces avant et arrière clivées : parallèles

Nombreuses longueurs d'onde accessibles

- de 1.3 ou 1.5  $\mu\text{m}$  (télécoms) jusqu'à 0.32  $\mu\text{m}$
- investissement industriel très élevé mais production de masse



# Sources laser : vue d'ensemble

## A. Oscillation laser

Amplificateur rebouclé

Condition sur le gain: seuil

Condition sur la phase:  
modes longitudinaux

Modes actifs possibles

## B. Gain laser

Section efficace laser

Equations cinétiques

## C. Milieux laser: exemples

Système « à 3 niveaux »

Système « à 4 niveaux »

Lasers à semi-conducteurs

## D. Modes longitudinaux

Modes possibles

Fonctionnement monomode

Largeur de raie technique

## E. Modes transverses

Pertes par diffraction

Modes transverses

Exemple: Hermite -Gauss

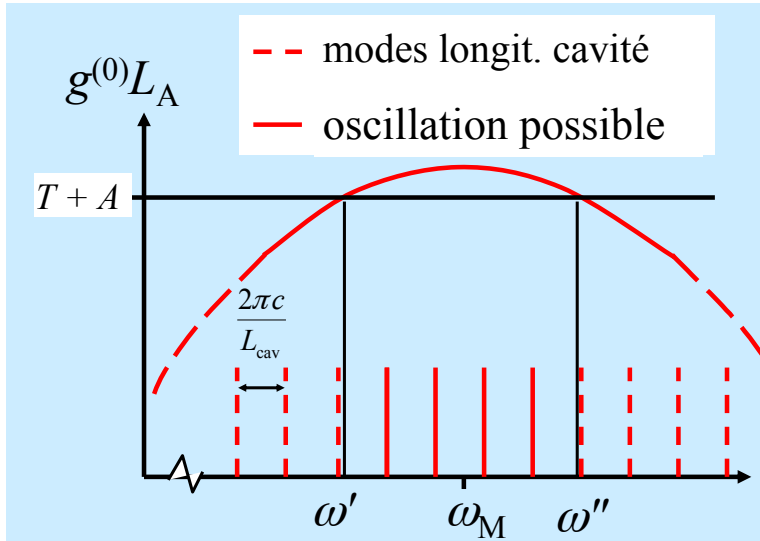
## F. Laser : lumière concentrée

Concentration dans l'espace

Concentration dans le spectre

Laser: tous les photons dans 1  
seul mode

# Modes longitudinaux d'une source laser



|             | Largeur gain | $L_{cav}$ | $c / L_{cav}$        | Nombre modes possibles |
|-------------|--------------|-----------|----------------------|------------------------|
| He-Ne       | $10^9$ Hz    | 0.6 m     | $0.5 \times 10^9$ Hz | 3                      |
| Ti: Saphir  | $10^{14}$ Hz | 1.5 m     | $0.2 \times 10^9$ Hz | $5 \times 10^4$        |
| diode laser | $10^{12}$ Hz | 3 mm      | $10^{11}$ Hz         | 10                     |

Raies fines, distantes de

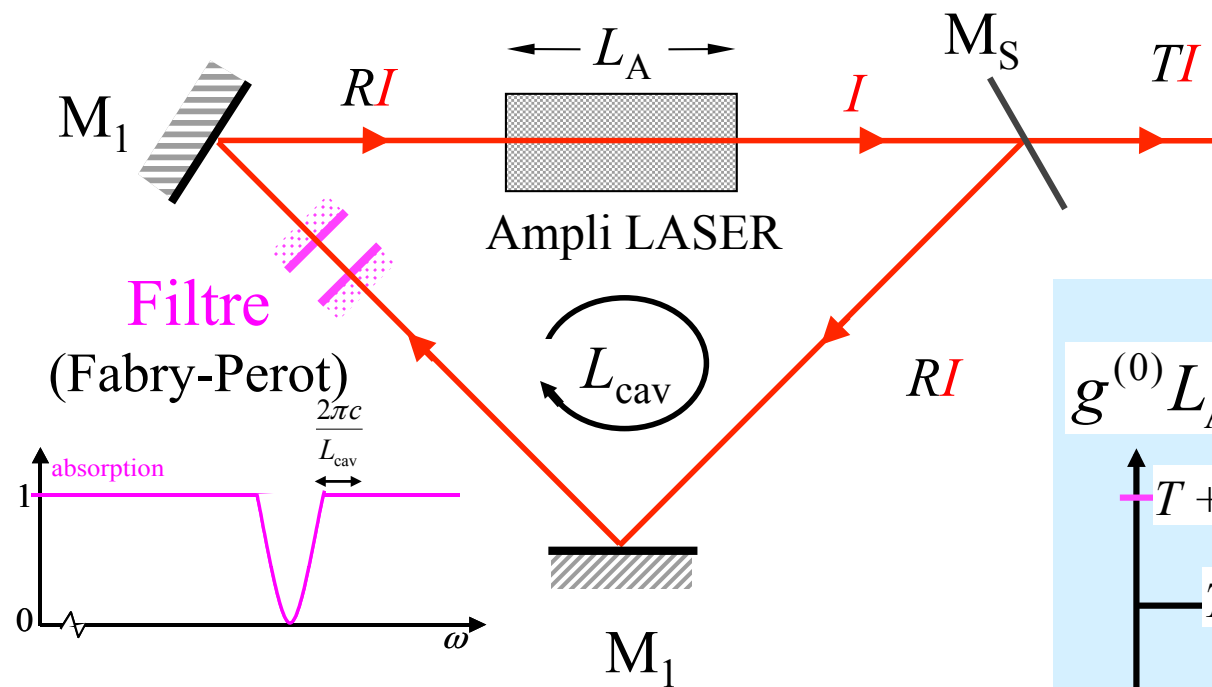
$$\frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{c}{L_{cav}}$$

Nombre max  $N = \frac{\text{largeur gain}}{\Delta\omega}$

- Souvent, tous les modes n'oscillent pas simultanément: compétition entre modes.
- On peut **forcer** le fonctionnement monomode



# Fonctionnement monomode longitudinal

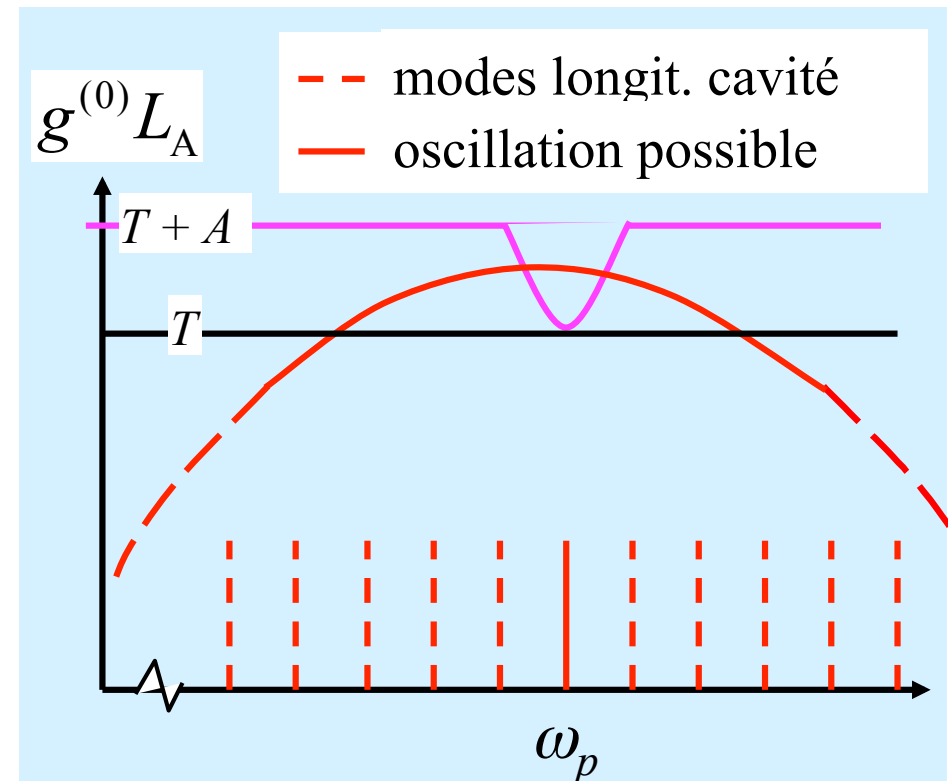


Oscillation si

$$g^{(0)}L_A \geq T + A$$

Le filtre introduit des pertes sauf pour une bande étroite de fréquences

## Le laser ne peut osciller que dans la bande passante du filtre



Sélectivité extrême requise: filtres en cascade; fréquences des filtres à aligner (asservissements). Technologie complexe

# Largeur de raie technique (gigue ou jitter)

Mode longitudinal unique  $\omega_p = p 2\pi \frac{c}{L_{\text{cav}}} ; p \in \mathbb{N} \quad p = \frac{L_{\text{cav}}}{\lambda_p} \approx 10^6$

Fluctuations de  $L_{\text{cav}}$  :  $\Rightarrow \omega_p$  fluctue : jitter

- Vibrations, température: longueur
- Pression (indice de réfraction)

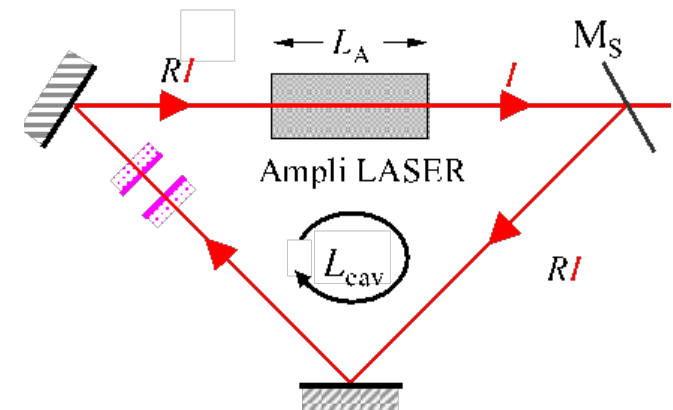
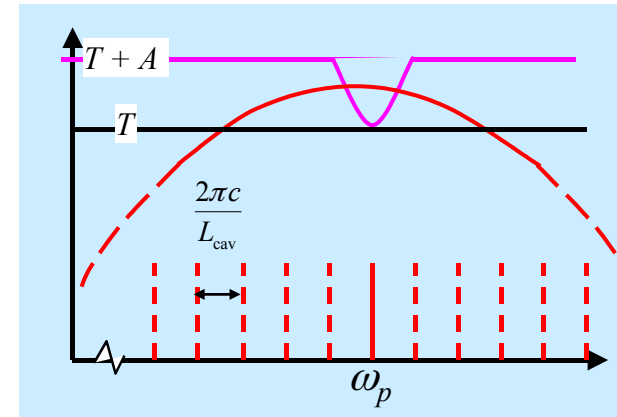
$$\delta L_{\text{cav}} = \lambda_p \Rightarrow \delta \omega_p = 2\pi c / L_{\text{cav}}$$

Il suffit que  $L_{\text{cav}}$  varie de  $\lambda$  (moins de 1 micron) pour qu'un mode soit remplacé par son voisin

- Difficile de faire mieux par des méthodes passives (température à  $10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}$ , pression à  $10^{-5} \text{ atm}$ )

Longueur de cavité asservie

- Miroir sur céramique piezo-électrique
- Signal d'erreur sur fréquence



$$\delta \omega_p < 10^3 \text{ Hz}$$

$$\Leftrightarrow \delta L_{\text{cav}} < 10^{-2} \text{ nm !!!}$$

# Sources laser : vue d'ensemble

- A. Oscillation laser
  - Amplificateur rebouclé
  - Condition sur le gain: seuil
  - Condition sur la phase:
    - modes longitudinaux
  - Modes actifs possibles
- B. Gain laser
  - Section efficace laser
  - Equations cinétiques
- C. Milieux laser: exemples
  - Système « à 3 niveaux »
  - Système « à 4 niveaux »
  - Lasers à semi-conducteurs
- D. Modes longitudinaux
  - Modes possibles
  - Fonctionnement monomode
  - Largeur de raie technique
- E. Modes transverses
  - Pertes par diffraction
  - Modes transverses
  - Exemple: Hermite -Gauss
- F. Laser : lumière concentrée
  - Concentration dans l'espace
  - Concentration dans le spectre
  - Laser: tous les photons dans 1 seul mode

# Pertes par diffraction dans une cavité laser

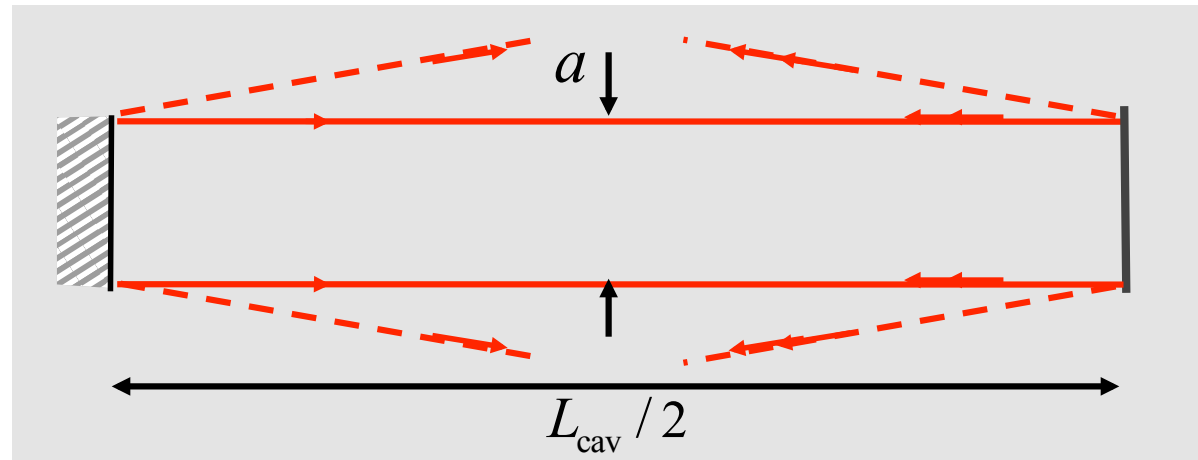
Pertes négligeables si

$$\frac{\lambda}{a} L_{\text{cav}} \ll a$$

Généralement pas le cas

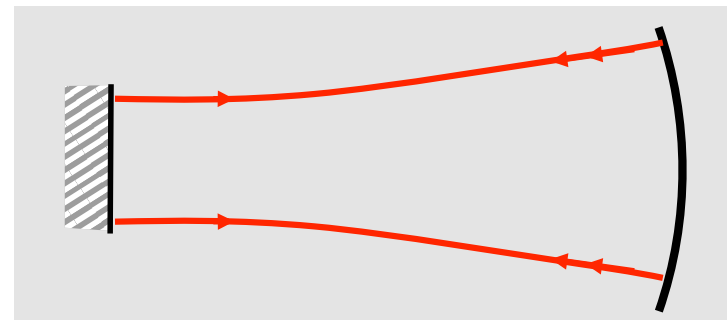
(milieux amplificateurs confinés)

$$a = 1 \text{ mm} \Rightarrow \frac{a^2}{\lambda} = 1 \text{ m}$$



Une solution : cavité stable à miroirs concaves

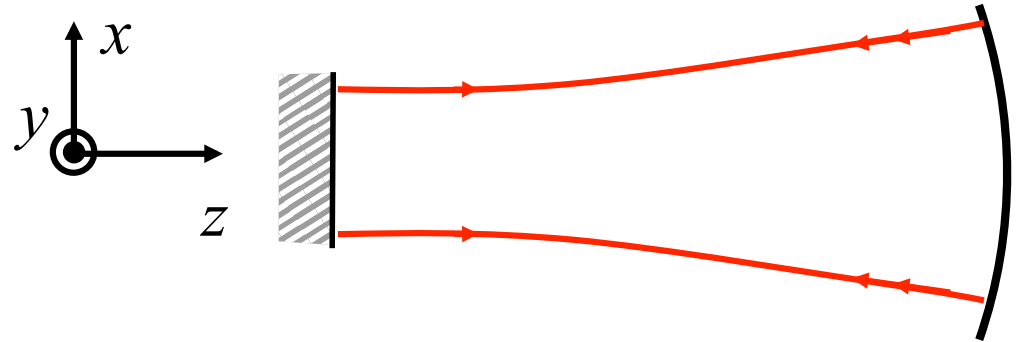
Le miroir concave compense la divergence due à la diffraction



NB. Laser à semi-conducteur: propagation guidée

# Modes transverses d'une cavité stable

**Modes:** solutions stationnaires de l'équation de propagation à 3D, avec conditions aux limites (miroirs)



**Suite**  $u_{m,n,p}(x, y, z) e^{-i\omega_p t}$  de solutions, dépendant de 3 indices entiers (3D)

$p$  : indice longitudinal  $\omega_p = p 2\pi \frac{c}{L_{\text{cav}}} + \varepsilon_{m,n,p}$

$m, n$  : indices transverses : nombre de nœuds (zéros) dans le profil transverse

# Exemple : modes de Hermite-Gauss

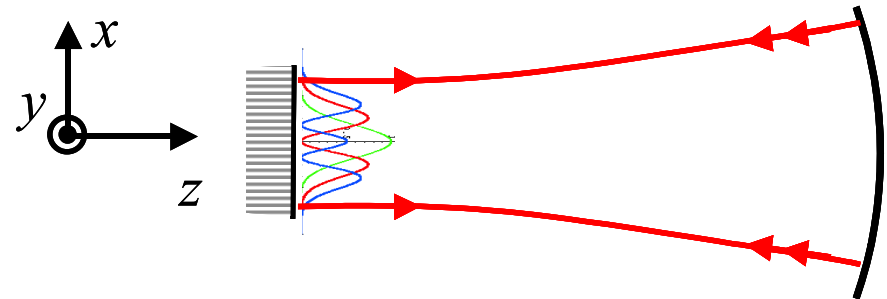
$$u_{m,n,p}(x, y, z) = A \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2} \right\} H_m \left( \frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right) H_n \left( \frac{y\sqrt{2}}{w(z)} \right) \cos \left( \frac{\omega_p}{c} z + \phi(z) \right)$$

$$H_0(u) = 1$$

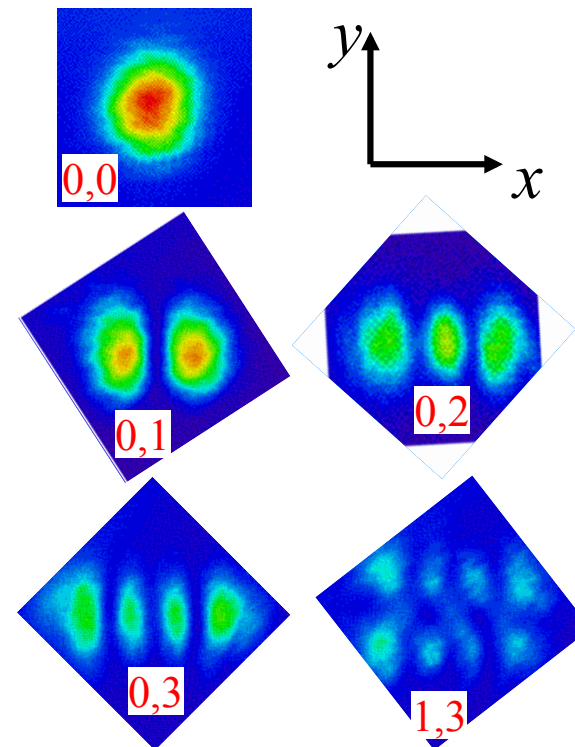
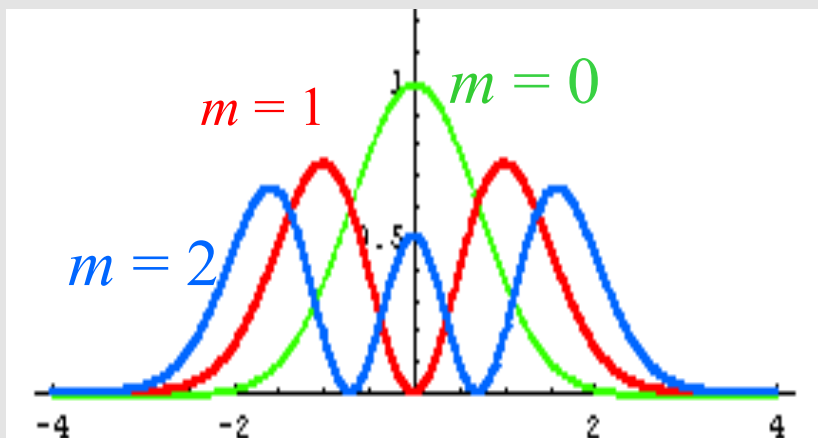
$$H_1(u) = 2u$$

$$H_2(u) = 4u^2 - 2$$

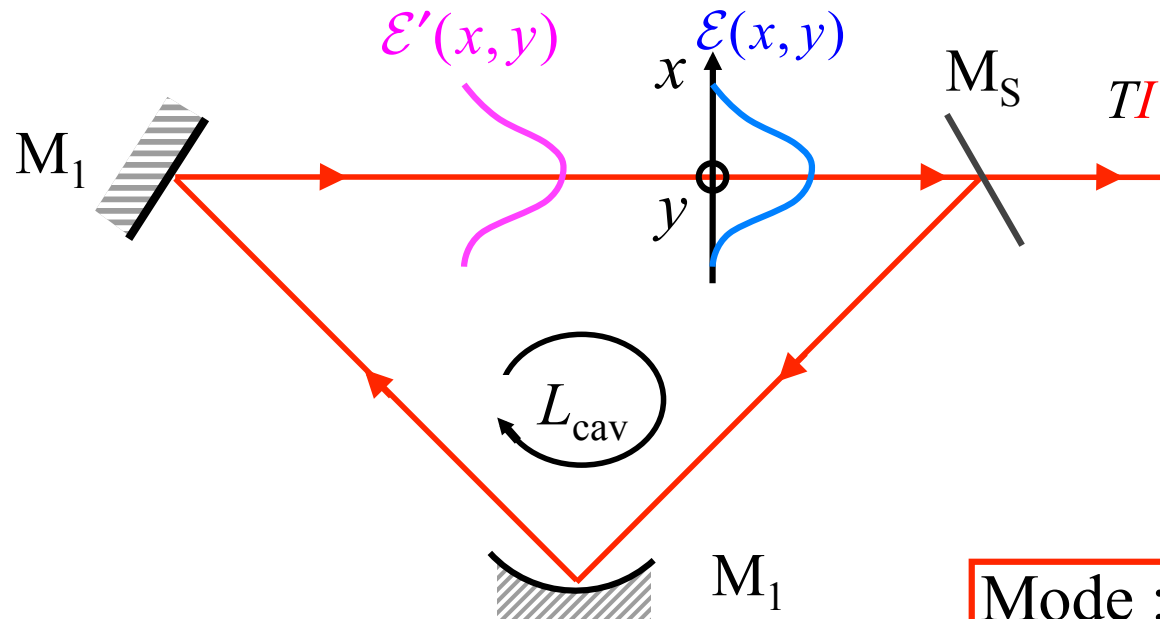
Polynômes  
de Hermite



$$\frac{1}{m!2^m} [H_m(u)]^2 e^{-u^2}$$



# Mode transverse: solution auto-cohérente après propagation avec diffraction



La répartition  
transverse de champ  
 $\mathcal{E}(x, y)$   
se propage sur un tour  
 $\rightarrow \mathcal{E}'(x, y)$

$$\text{Mode : } \mathcal{E}'(x, y) = \alpha \mathcal{E}(x, y)$$

Intégrale de Fresnel  
(diffraction)

$$\mathcal{E}'(x, y) = \iint \mathcal{E}(x_0, y_0) \mathcal{P}(x - x_0, y - y_0) dx_0 dy_0$$

← propogateur 1 tour

Chaque point du profil est couplé à tous les autres (diffraction  
au bout d'un tour)  $\rightarrow$  Mise en phase du champ sur une  
section transverse : cohérence transverse.

# Sources laser : vue d'ensemble

- A. Oscillation laser
  - Amplificateur rebouclé
  - Condition sur le gain: seuil
  - Condition sur la phase:
    - modes longitudinaux
  - Modes actifs possibles
- B. Gain laser
  - Section efficace laser
  - Equations cinétiques
- C. Milieux laser: exemples
  - Système « à 3 niveaux »
  - Système « à 4 niveaux »
  - Lasers à semi-conducteurs
- D. Modes longitudinaux
  - Modes possibles
  - Fonctionnement monomode
  - Largeur de raie technique
- E. Modes transverses
  - Pertes par diffraction
  - Modes transverses
  - Exemple: Hermite -Gauss
- F. Laser : lumière concentrée
  - Concentration dans l'espace
  - Concentration dans le spectre
  - Laser: tous les photons dans 1 seul mode



# Pourquoi la lumière laser ?

## Sources laser

|                 |        |        |             |
|-----------------|--------|--------|-------------|
| He-Ne           | 5 mW   | 100 €  | 20 k€ / W   |
| Ar <sup>+</sup> | 2 W    | 40 k€  | 20 k€ / W   |
| CO <sub>2</sub> | 1 kW   | 150 k€ | 0.15 k€ / W |
| Diode laser     | 1 mW   | 1 €    | 1 k€ / W    |
| Diode laser     | 500 mW | 500 €  | 1 k€ / W    |

## Sources traditionnelles

|               |                   |     |            |
|---------------|-------------------|-----|------------|
| incandescence | 100 W             | 1 € | 0.01 € / W |
| décharge      | 40 W<br>(lumière) | 4 € | 0.1 € / W  |



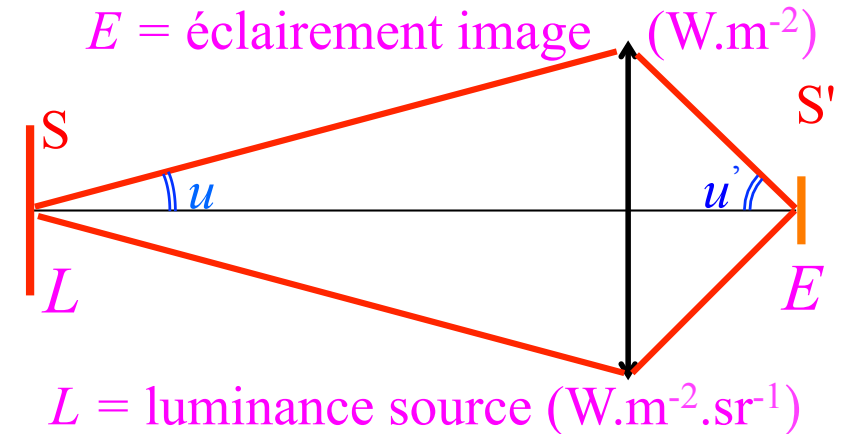
# Concentration dans l'espace

Source traditionnelle (incohérente):

$$S' \cdot \sin^2 u' \geq S \cdot \sin^2 u \Rightarrow S'_{\text{mini}} \approx S \cdot \sin^2 u$$

Conservation de l'énergie:

L'éclairement  $E$  ( $\text{W} / \text{m}^2$ ) dans l'image ne peut dépasser  $\pi \times L$



$$E \leq 500 \text{ W} / \text{cm}^2 \text{ (fil tungstène)}$$

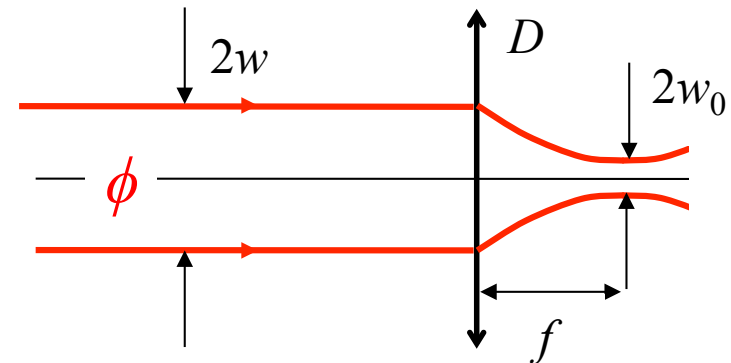
$$E \leq 5 \text{ kW} / \text{cm}^2 \text{ (arc xénon)}$$

Limite fondamentale (2<sup>nd</sup> principe thermodynamique)

Faisceau laser (cohérent) : addition des amplitudes

$$S'_{\text{mini}} \approx \lambda^2 \Rightarrow E_{\text{max}} \approx \frac{\phi}{\lambda^2}$$

$$\begin{aligned} \phi &= 10 \text{ mW} \\ \lambda &= 0.6 \text{ } \mu\text{m} \end{aligned} \Rightarrow E \approx 3 \times 10^6 \text{ W} / \text{cm}^2$$

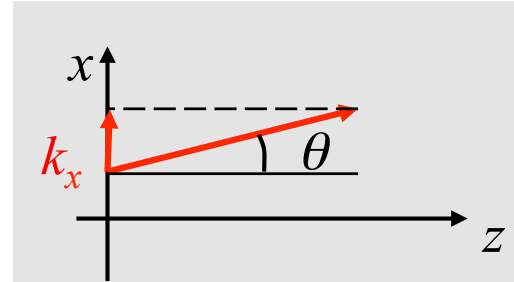


Concentration à la limite de diffraction

# Concentration en direction

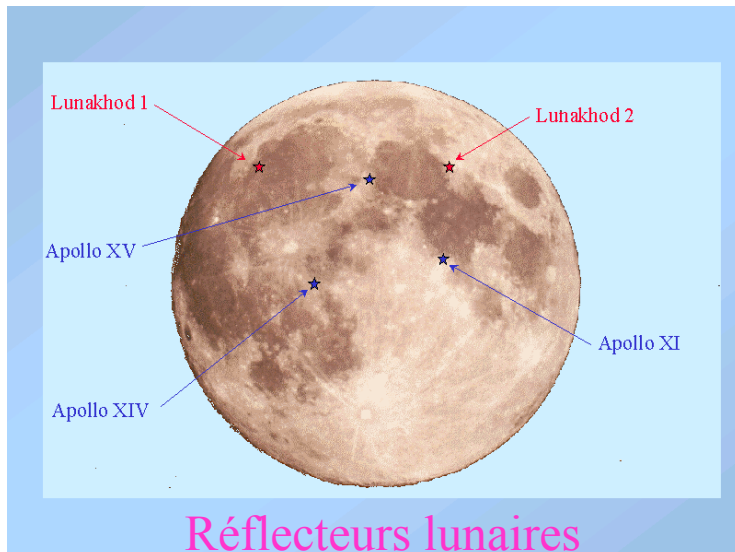
Position et angle sont des variables complémentaires (conjuguées)

plus exactement  $x$  et  $k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_x$



Concentration en direction possible si dimension grande

La divergence d'un faisceau laser de diamètre  $D$  est  
 $\theta \simeq \frac{\lambda}{D} = 10^{-6}$  pour  $D = 0.6$  m      Tache de 300 m sur la lune



# Concentration dans le spectre (ou le temps)

Lampe à incandescence (3500 K)

Puissance émise répartie  
sur tout le visible  $\frac{\Delta\omega}{2\pi} \simeq 10^{14}$  Hz

Eclairement maximal par unité de bande spectrale

$$\frac{dE}{d\nu} \approx 5 \times 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$$

Laser de 10 mW Largeur de raie :  $\frac{\Delta\omega}{2\pi} \simeq 10^6$  Hz

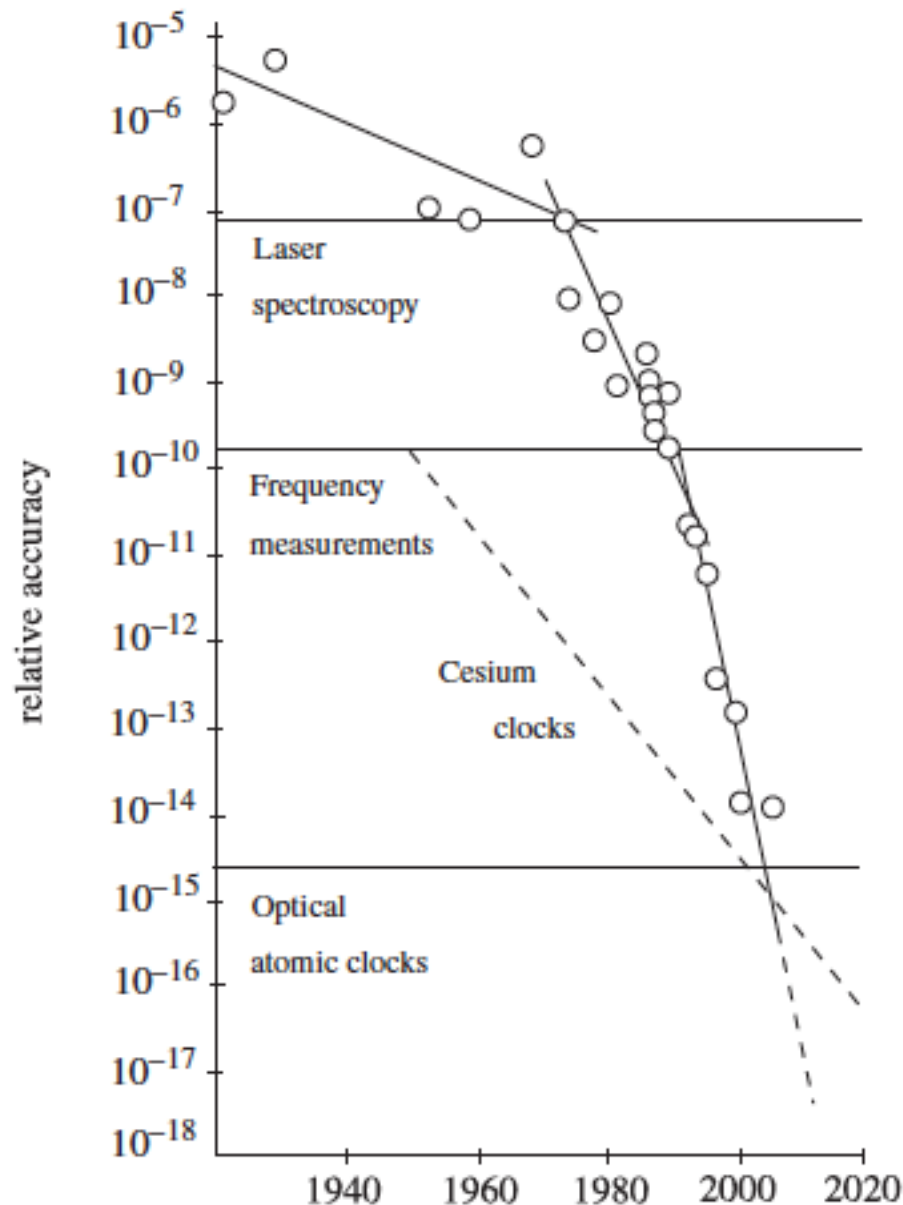
Eclairement maximal par unité de bande spectrale

$$\frac{dE}{d\nu} \approx 3 \text{ W cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$$

12  
ordres de  
grandeur !

Variable conjuguée : temps. Lasers ultra courts ( $< 10^{-15}$  s). Energie concentrée dans le temps (puissance crête gigantesque)

# Concentration spectrale



Evolution en précision relative  
des mesures spectroscopiques de  
l'atome d'hydrogène  
[depuis T. W. Hänsch, Rev. Mod.  
Phys. **78**, 1297 (2006)].

# Le laser: un « concentré de lumière »

- Concentration dans l'espace (position / direction)
- Concentration dans le spectre (fréquence / temps)

Laser: énergie concentré dans 1 seul mode du rayonnement  $\Delta x \cdot \Delta k_x = 1$   
≠ Source incohérente: énergie « diluée » dans beaucoup de modes

Nombre de photons par mode

Laser :  $\mathcal{N} \approx 10^{10} \text{ à } 10^{20} \text{ photons / mode}$

Source thermique (corps noir)

0.1 photon / mode  
à  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$  à 3000 K

$$\mathcal{N} = \frac{1}{\exp\left\{\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right\} - 1} \simeq \exp\left\{-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right\}$$

# Le laser: tous les photons dans le même mode du champ électromagnétique

Tous les photons dans le même mode du champ:

- même direction
- même fréquence
- même phase
- même polarisation

indiscernables : cohérence

Les photons sont des **bosons** : il est possible d'en accumuler autant que l'on veut dans un même état quantique.

Un faisceau laser est une sorte de Condensat de Bose-Einstein de photons (à température nulle)