

Fonctionnement d'un oscillateur optique : le LASER

1 – Sélection des fréquences $\nu_p \leftrightarrow$ taille L de la cavité

La cavité permet de ne laisser exister que certaines fréquences d'oscillation.

Le texte prend l'exemple d'une cavité formée par deux miroirs plans séparés d'une distance L .

Tout se passe alors comme si l'onde parcourait une distance $L_{\text{tot}} = 2L$ avant de revenir à son point de départ.

Pour que l'oscillation à une longueur d'onde λ (et donc fréquence $\nu = c/\lambda$) puisse se maintenir, il faut que l'onde revienne au départ à l'identique (sinon il y a interférences destructives).

⇒ Il faut qu'il y ait **un nombre entier de fois une longueur d'onde sur la longueur L_{tot}** .

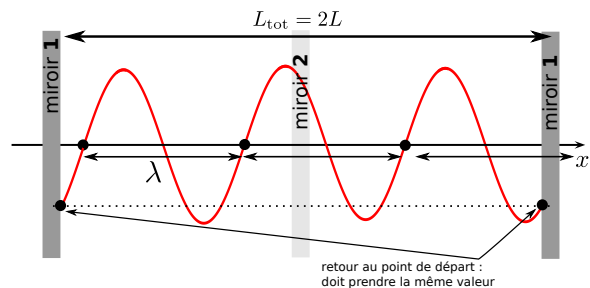
⇒ La condition est donc :

$$L_{\text{tot}} = p \times \lambda, \quad p \in \mathbb{N}.$$

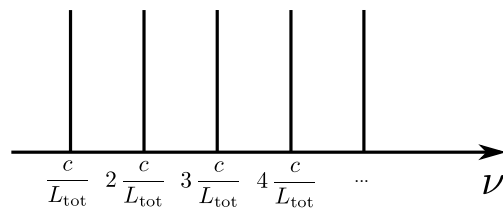
Comme $\nu = \frac{c}{\lambda}$, ceci est équivalent à :

$$\nu_p = p \times \frac{c}{L_{\text{tot}}}, \quad p \in \mathbb{N}.$$

(on a mis un indice p à ν pour pouvoir noter les différentes fréquences possibles : $\nu_1 = c/L_{\text{tot}}$, $\nu_2 = 2c/L_{\text{tot}}$, etc.)

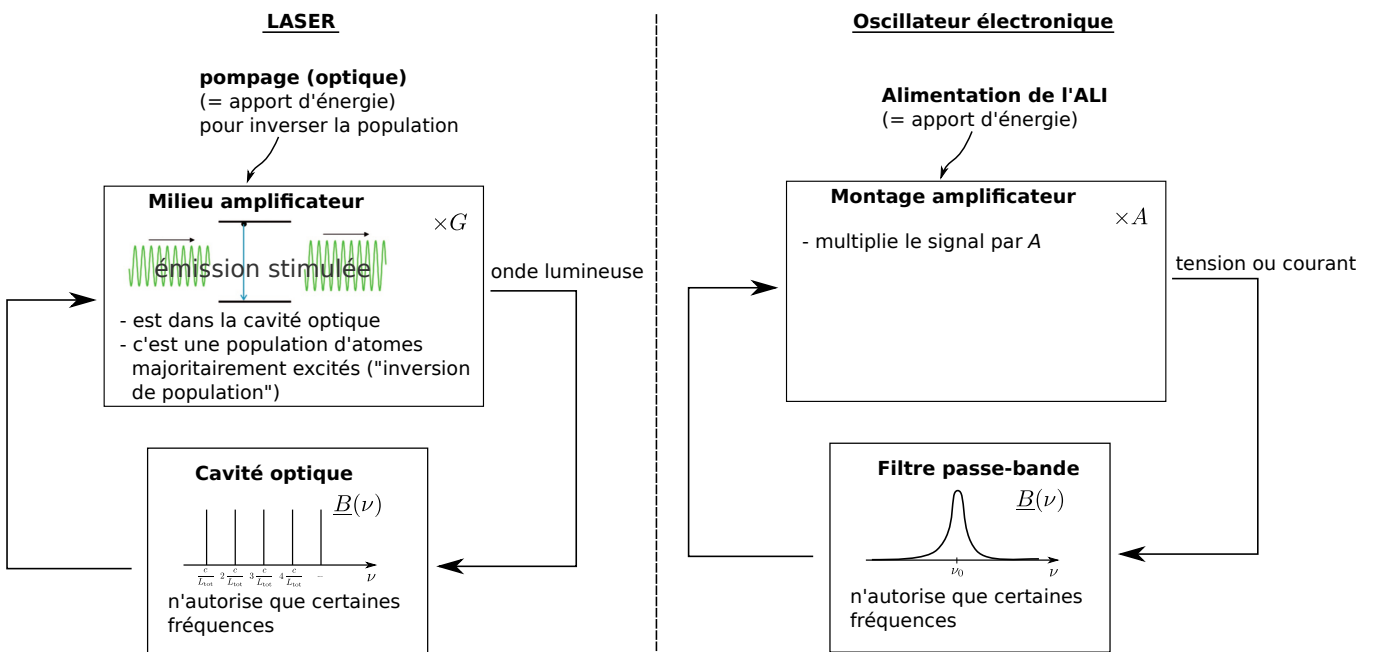


Exemple où $L_{\text{tot}} = 3\lambda$.



Spectre des fréquences que la cavité laisse exister.

2 – Description générale du LASER en tant qu'oscillateur

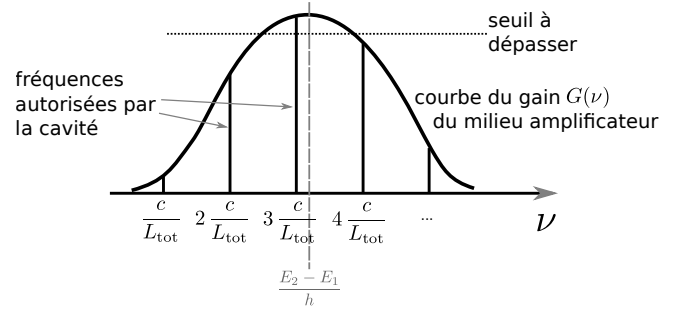


3 – Sélection de la fréquence finale via la condition d'oscillation

Enfin, les fréquences autorisées par la cavité ne survivent pas toutes : il faut que le milieu amplificateur les amplifie suffisamment (d'un facteur G), au delà du seuil d'oscillation, pour qu'elles puissent persister.

Ce facteur multiplicatif G dépend de la fréquence. Il est maximal autour de la transition atomique du milieu considéré ($\nu = (E_2 - E_1)/h$).

On voit sur le schéma ci-contre qu'il est possible qu'une seule fréquence autorisée par la cavité ne dépasse le seuil : le laser est alors monomode, avec uniquement cette fréquence dans son spectre.



Si plusieurs fréquences sont autorisées, le laser est dit multimode. L'écart entre les modes est donné par c/L_{tot} et donne une idée de la largeur du spectre du laser. C'est le "longitudinal mode spacing" donné dans la notice du document.

Ordre de grandeurs :

La fréquence d'une onde lumineuse optique est de l'ordre de $\nu = \frac{c}{\lambda} \simeq \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{500 \text{ nm}} \simeq 10^{15} \text{ Hz}$.

L'écart entre les modes est $\Delta\nu = \frac{c}{L_{\text{tot}}} \simeq \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{30 \text{ cm}} \simeq 10^9 \text{ Hz}$.

\Leftrightarrow On a $\frac{\Delta\nu}{\nu} \ll 1$, ce qui indique que le laser est très monochromatique.

DM 3 – Correction

1 - La cohérence temporelle traduit le caractère plus ou moins monochromatique de la lumière émise par le laser. Le laser possède une très bonne cohérence temporelle, c'est-à-dire que sa lumière est quasi-monochromatique.

2 - Éléments qui doivent être présents dans la réponse :

- Le phénomène physique qui permet l'amplification de la lumière dans un laser est l'émission stimulée.
- On considère un atome de niveaux d'énergie 1 et 2 ($E_1 < E_2$).
- Si cet atome est dans le niveau excité 2, alors la présence d'un rayonnement de fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$ rend la désexcitation de l'atome très probable, et donc l'émission par l'atome d'un photon de fréquence ν .
- Ceci amplifie donc le faisceau de lumière incident.
- Pour que cela fonctionne, il faut que le milieu amplificateur soit constitué d'un grand nombre d'atomes dans l'état excité 2.

3 -

Laser	Oscillateur de Wien
Onde optique	Tension et courant électriques
Milieu amplificateur	Amplificateur non-inverseur (avec ALI)
Pompage optique	Alimentation de l'ALI (= la source d'énergie)
Cavité optique	Filtre de Wien qui est passe bande (qui sélectionne la fréquence des oscillations)
Condition d'oscillation	Condition de démarrage des oscillations sur le gain de l'amplificateur : $1 + R_2/R_1 > 3$
Saturation du milieu amplificateur	Saturation de l'ALI lorsque sa tension de sortie devient trop grande

4 - a - On part de l'équation 2 ($k \times 2L = 2p\pi$), et on utilise $k = 2\pi/\lambda$ (voir document 1, mais c'est aussi une relation à connaître). On arrive alors immédiatement à l'équation 2, $2L = p\lambda$.

b - On utilise d'abord le lien entre ν et k : $\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{k \times c}{2\pi}$.
On utilise ensuite $k = 2p\pi/(2L) = p\pi/L$, d'où :

$$\nu = p \times \frac{c}{2L}.$$

Dans cette relation, p est un entier naturel. Il prend les valeurs 1, 2, 3, ... On a donc pour valeurs possibles pour ν : $\nu = 1 \times c/(2L)$, $2 \times c/(2L)$, $3 \times c/(2L)$, ... L'écart entre deux valeurs de ν est donc bien

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}.$$

c - Supposons que la cavité mesure 6 cm sur la feuille. L'échelle est telle que 1.2 cm sur la feuille correspond à 2 cm réel. La cavité mesure alors $L = 6 * 2/1.2 = 10$ cm. On a donc :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{2 \times 10 \times 10^{-2} \text{ m}} = 1.5 \text{ GHz}.$$

D'autre part, la notice indique un "longitudinal mode spacing" de 1090 MHz, soit 1.090 GHz. L'ordre de grandeur est donc cohérent et nous sommes satisfait.

Remarque : le facteur d'écart peut être expliqué par le fait que les miroirs de la cavité ne sont en général pas tous les deux plans, mais sphériques. La formule pour $\Delta\nu$ est alors légèrement différente.

Cette valeur de $\Delta\nu$ de l'ordre de 10^9 Hz est à comparer à la valeur de la fréquence ν de l'onde émise, qui vaut dans la gamme de l'optique $\nu = c/\lambda = 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}/500 \text{ nm} \simeq 10^{15} \text{ Hz}$. On a donc $\Delta\nu/\nu \simeq 10^{-6}$, ce qui est très faible et justifie l'appellation monochromatique pour un laser.

- 5 - La cavité sélectionne certaines fréquences seulement (celles vérifiant $\nu = p \times c/(2L)$). Mais seules sont amplifiées celles pour lesquelles la courbe de gain $G(\nu)$ du milieu amplificateur dépasse le seuil des pertes. Sur les figures a et b page 5, ceci correspond aux raies monochromatiques qui sont au dessus du niveau des pertes.