DM 3 – Bilan
Fonctionnement d'un oscillateur optique : le LASER

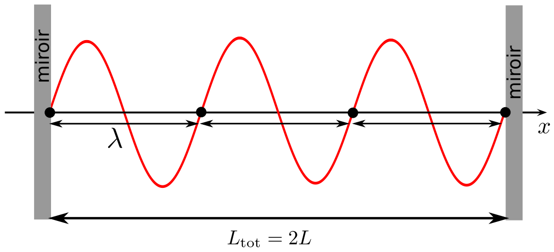
1 – Sélection des fréquences $\nu_p \leftrightarrow$ taille L de la cavité

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 ce 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).
$\Rightarrow$ Il faut qu'il y ait **un nombre entier de fois une longueur d'onde sur la longueur L_{tot}.**
$\Rightarrow$ La condition est donc :

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

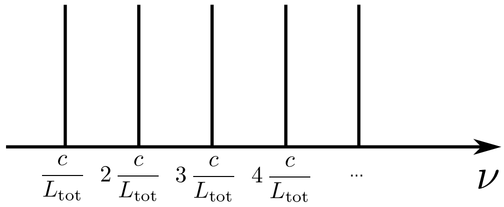


Exemple où $L_{\text{tot}} = 3\lambda$.

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

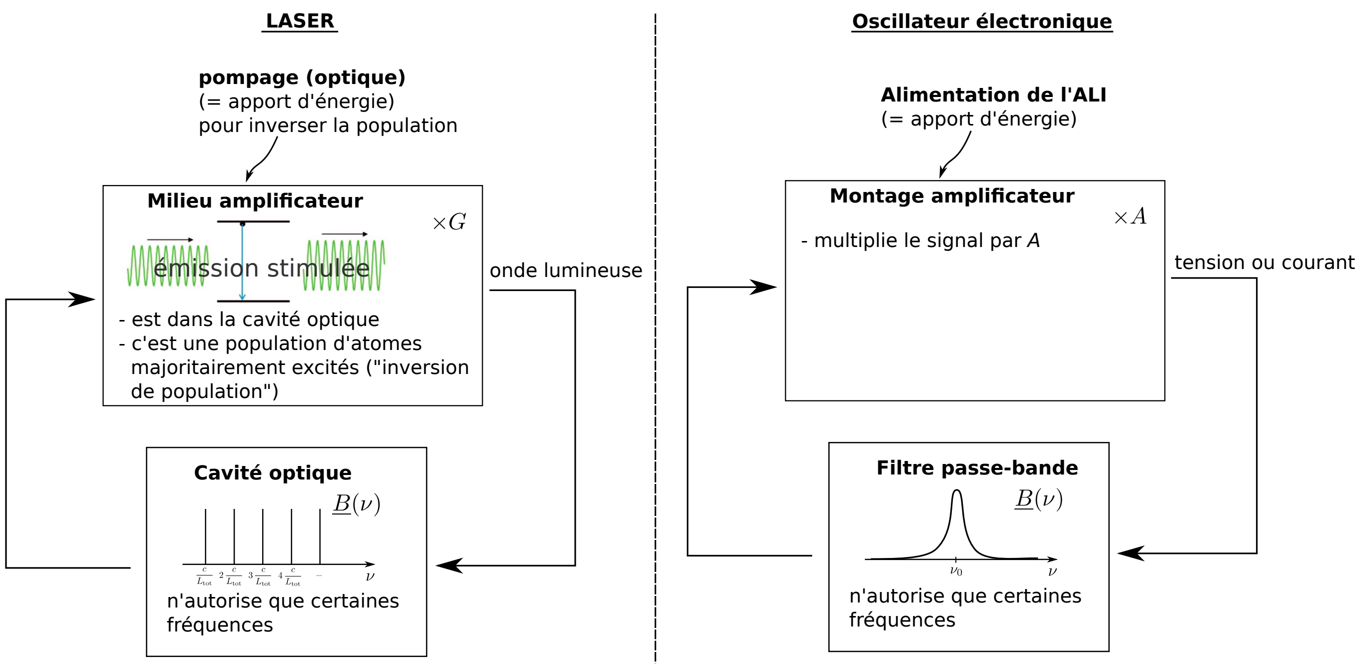
$$\boxed{\nu_p = p \times \frac{c}{L_{\text{tot}}}, \quad p \in \mathbb{N}.}$$

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



Spectre des fréquences que la cavité laisse exister.

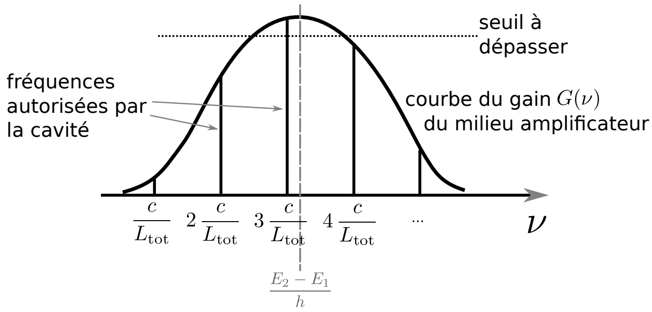
2 – Description générale du LASER en tant qu'oscillateur



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_{mode} et donne une idée de la largeur du spectre du laser. C'est le "longitudinal mode spacing" donné dans la notice du document.

Partie I : Électronique
Approche documentaire – le Laser

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, $2L = p\lambda$.

4.b – On utilise d'abord le lien entre ν et k : $\nu = \dfrac{\omega}{2\pi} = \dfrac{k \times c}{2\pi}$.
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

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

4.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 $L = 6 * 2/1.2 = 10\,\text{cm}$. 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 1 : 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 $\nu = c/\lambda = 3 \times 10^8\,\text{m} \cdot \text{s}^{-1}/500\,\text{nm} \simeq 10^{15}$ 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.