

Correction

CONCOURS CENTRALE-SUPELEC 2026

Filière : MP

Épreuve : Physique-Chimie 1

Durée : 4 heures

Spectroscopie rovibrationnelle et laser

Mode d'emploi du corrigé

Ce corrigé met en exergue dans une telle boîte verte les questions *réalisables dès la SUP*.

Il s'agit des questions 1 à 14 puis 30 à 35, ainsi que la 41.

A droite de chaque bandeau est indiqué la référence de **la fiche de cours Optimal SupSpé** du chapitre mobilisé par la question.

Partie 1 - SPECTROSCOPIE ROVIBRATIONNELLE

1.1 Vibration de HCl

Question 1

Fiche de cours 1.4 Oscillateurs libres et forcés

On modélise la liaison covalente par un ressort de raideur k et de longueur au repos l_0 .

$$m\ddot{x} = -kx \quad (\text{PFD projeté sur l'axe de la liaison})$$

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \quad (\text{Équation caractéristique du second ordre})$$

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (\text{Pulsation propre } \omega_0 = \sqrt{k/m})$$

La solution générale est de la forme :

$$x(t) = A \cos(\omega_0 t + \phi) \quad (\text{Solution harmonique, } A \text{ et } \phi \text{ constantes})$$

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad \text{et} \quad x(t) = A \cos(\omega_0 t + \phi)$$

Question 2

Fiche de cours 2.3 Aspects énergétiques

L'énergie mécanique E_m est constante pour un oscillateur harmonique conservatif.

$$\langle E_c \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{2} m \dot{x}^2(t) dt \quad (\text{Définition de la moyenne temporelle})$$

$$= \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \langle \sin^2(\omega_0 t + \phi) \rangle \quad (\text{Remplacement de } \dot{x})$$

$$= \frac{1}{4} m \omega_0^2 A^2 \quad (\text{Moyenne du } \sin^2 \text{ sur une période})$$

$$\langle E_p \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{2} k x^2(t) dt \quad (\text{Définition de la moyenne temporelle})$$

$$= \frac{1}{2} k A^2 \langle \cos^2(\omega_0 t + \phi) \rangle \quad (\text{Remplacement de } x)$$

$$= \frac{1}{4} k A^2 \quad (\text{Moyenne du } \cos^2 \text{ sur une période})$$

$$\langle E_m \rangle = \langle E_c \rangle + \langle E_p \rangle \quad (\text{Additivité de la moyenne})$$

$$= \frac{1}{2} k A^2 \quad (\text{avec } m\omega_0^2 = k)$$

Les valeurs minimales sont nulles pour $A = 0$ (molécule au repos).

$$\langle E_c \rangle_{\min} = 0, \quad \langle E_p \rangle_{\min} = 0, \quad \langle E_m \rangle_{\min} = 0$$

On utilise les définitions des écarts-types Δx et Δp_x pour une particule centrée en l'origine.

$$\begin{aligned}\Delta x^2 &= \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad (\text{Définition de l'écart-type}) \\ &= \langle x^2 \rangle \quad (\text{Par symétrie de l'oscillateur, } \langle x \rangle = 0) \\ \langle E_p \rangle &= \left\langle \frac{1}{2} \mu \omega_0^2 x^2 \right\rangle \quad (\text{Expression de l'énergie potentielle}) \\ &= \frac{1}{2} \mu \omega_0^2 \langle x^2 \rangle \quad (\text{Linéarité de la moyenne}) \\ &= \frac{1}{2} \mu \omega_0^2 \Delta x^2 \quad (\text{Substitution de } \langle x^2 \rangle)\end{aligned}$$

De même pour l'énergie cinétique en fonction de la quantité de mouvement p_x .

$$\begin{aligned}\Delta p_x^2 &= \langle p_x^2 \rangle - \langle p_x \rangle^2 \quad (\text{Définition de l'écart-type}) \\ &= \langle p_x^2 \rangle \quad (\text{Par symétrie de l'oscillateur, } \langle p_x \rangle = 0) \\ \langle E_c \rangle &= \left\langle \frac{p_x^2}{2\mu} \right\rangle \quad (\text{Expression de l'énergie cinétique}) \\ &= \frac{1}{2\mu} \langle p_x^2 \rangle \quad (\text{Linéarité de la moyenne}) \\ &= \frac{1}{2\mu} \Delta p_x^2 \quad (\text{Substitution de } \langle p_x^2 \rangle)\end{aligned}$$

$$\langle E_p \rangle = K_1 \Delta x^2 \text{ et } \langle E_c \rangle = K_2 \Delta p_x^2 \quad \text{avec} \quad K_1 = \frac{1}{2} \mu \omega_0^2 \text{ et } K_2 = \frac{1}{2\mu}$$

$$\begin{aligned}
\langle E_m \rangle &= \langle E_c \rangle + \langle E_p \rangle \quad (\text{Définition de l'énergie mécanique}) \\
&= \frac{\Delta p_x^2}{2\mu} + \frac{1}{2}\mu\omega_0^2\Delta x^2 \quad (\text{Substitution via Q3}) \\
&\geq \frac{\hbar^2}{8\mu\Delta x^2} + \frac{1}{2}\mu\omega_0^2\Delta x^2 \quad (\text{Inégalité d'Heisenberg : } \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2\Delta x})
\end{aligned}$$

On cherche le minimum de la fonction $f(\Delta x^2)$; l'annulation de la dérivée par rapport à Δx^2 donne :

$$\begin{aligned}
-\frac{\hbar^2}{8\mu(\Delta x^2)^2} + \frac{1}{2}\mu\omega_0^2 &= 0 \quad (\text{Condition de minimum}) \\
\Delta x^2 &= \frac{\hbar}{2\mu\omega_0} \quad (\text{minimum}) \\
\langle E_m \rangle_{min} &= \frac{\hbar\omega_0}{4} + \frac{\hbar\omega_0}{4} \quad (\text{Évaluation au minimum}) \\
&= \frac{1}{2}\hbar\omega_0 \quad (\text{Énergie de point zéro})
\end{aligned}$$

Contrairement au cas classique où $E_{m,min} = 0$, le principe d'incertitude impose une énergie minimale non nulle.

$$\langle E_m \rangle_{min} = \frac{1}{2}\hbar\omega_0 \quad \text{et} \quad \langle E_m \rangle_{min,quantique} > \langle E_m \rangle_{min,classique} = 0$$

Question 5

Par analyse dimensionnelle :

$$[a_0] = L^1$$

$$[\hbar] = [E \cdot t] = M^1 L^2 T^{-1}$$

$$[\omega_0] = T^{-1}$$

$$[\mu] = M^1$$

L'équation aux dimensions $[a_0] = [\hbar]^\alpha [\omega_0]^\beta [\mu]^\delta$ conduit au système :

$$L : 1 = 2\alpha \implies \alpha = 1/2$$

$$M : 0 = \alpha + \delta \implies \delta = -1/2$$

$$T : 0 = -\alpha - \beta \implies \beta = -1/2$$

L'expression littérale est $a_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{\mu\omega_0}}$. Application numérique :

$$a_0 \approx \sqrt{\frac{10^{-34}}{1,6 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{15}}} \quad (\text{AN avec } \mu \approx m_H)$$

$$\approx \sqrt{\frac{10^{-34}}{1,6 \cdot 10^{-12}}} \approx \sqrt{0,6 \cdot 10^{-22}}$$

$$\approx 0,8 \cdot 10^{-11} \text{ m}$$

$$\alpha = 1/2, \beta = -1/2, \delta = -1/2 \text{ et } a_0 \approx 10^{-11} \text{ m}$$

Question 6

Fiche de cours 1.8 Introduction à la physique quantique

La partie temporelle s'écrit :

$$\chi(t) = e^{-j\frac{Et}{\hbar}} \quad (\text{Facteur de phase temporel})$$

En réinjectant $\chi(t)$ dans l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{1}{2}\mu\omega_0^2x^2\Psi \quad (\text{Équation de Schrödinger complète})$$

$$E\varphi = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{1}{2}\mu\omega_0^2x^2\varphi \quad (\text{Équation de Schrödinger spatiale})$$

On effectue les changements de variables $x = a_0u$ et $E = \varepsilon\hbar\omega_0$ avec $a_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{\mu\omega_0}}$.

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{a_0^2}\varphi''(u) \quad (\text{Dérivée seconde})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu a_0^2}\varphi''(u) + \frac{1}{2}\mu\omega_0^2 a_0^2 u^2 \varphi(u) = \varepsilon\hbar\omega_0\varphi(u) \quad (\text{Substitution})$$

$$-\frac{\hbar\omega_0}{2}\varphi''(u) + \frac{\hbar\omega_0}{2}u^2\varphi(u) = \varepsilon\hbar\omega_0\varphi(u) \quad (\text{En utilisant } a_0^2 = \frac{\hbar}{\mu\omega_0})$$

$$\chi(t) = e^{-j\frac{Et}{\hbar}} \quad \text{et} \quad \varphi''(u) + (2\varepsilon - u^2)\varphi(u) = 0$$

Question 7

Fiche de cours 1.8 Introduction à la physique quantique

On a $\varphi(u) = H(u)e^{-u^2/2}$. On calcule les dérivées :

$$\varphi'(u) = (H'(u) - uH(u))e^{-u^2/2}$$

$$\begin{aligned} \varphi''(u) &= (H''(u) - H(u) - uH'(u) - u(H'(u) - uH(u)))e^{-u^2/2} \\ &= (H''(u) - 2uH'(u) + (u^2 - 1)H(u))e^{-u^2/2} \end{aligned}$$

En injectant dans l'équation de la Q6 :

$$H''(u) - 2uH'(u) + (u^2 - 1)H(u) + (2\varepsilon - u^2)H(u) = 0 \quad (\text{Substitution})$$

$$H''(u) - 2uH'(u) + (2\varepsilon - 1)H(u) = 0 \quad (\text{Simplification})$$

$$H''(u) - 2uH'(u) + (2\varepsilon - 1)H(u) = 0$$

$H(u)$ est un polynôme de degré n : $H(u) = c_n u^n + \dots$ avec $c_n \neq 0$.

$$H''(u) = n(n-1)c_n u^{n-2} + \dots \quad (\text{Degré } n-2)$$

$$-2uH'(u) = -2nc_n u^n + \dots \quad (\text{Degré } n)$$

$$(2\varepsilon - 1)H(u) = (2\varepsilon - 1)c_n u^n + \dots \quad (\text{Degré } n)$$

Le monôme de plus haut degré (u^n) de l'équation différentielle doit être nul.

$$(-2n + 2\varepsilon - 1)c_n = 0 \quad (\text{Identification du terme en } u^n)$$

$$2\varepsilon = 2n + 1 \implies \varepsilon = n + \frac{1}{2} \quad (\text{Relation entre } \varepsilon \text{ et } n)$$

$$E_n = \varepsilon \hbar \omega_0 = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0 \quad (\text{Expression de l'énergie})$$

$$\varepsilon = n + \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0$$

1.2 Rovibration de HCl

L'énergie de rotation est quantifiée par le nombre entier J .

$$E_J = BJ(J+1)$$

$$E_{J+1} = B(J+1)(J+2)$$

$$\Delta E_J = E_{J+1} - E_J$$

$$= B(J+1)[(J+2) - J] \quad (\text{Factorisation par } B(J+1))$$

$$= 2B(J+1)$$

$$\Delta E_J = 2B(J+1)$$

L'énergie est la somme de l'énergie de vibration (cf. qu. 8) et de rotation (énoncé) :

$$E_{n,J} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 + BJ(J+1)$$

Le nombre d'onde $\bar{\nu}$ de la transition est lié à la variation d'énergie entre l'état initial ($n = 0, J''$) et l'état final ($n = 1, J'$).

$$\begin{aligned}\bar{\nu} &= \frac{E_{1,J'} - E_{0,J''}}{hc} \quad (\text{Relation fondamentale}) \\ &= \frac{1}{hc} \left[\left(1 + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 + BJ'(J'+1) - \left(\frac{1}{2}\hbar\omega_0 + BJ''(J''+1)\right) \right] \\ &= \bar{\nu}_0 + \bar{B}[J'(J'+1) - J''(J''+1)] \quad (\text{Avec } \bar{\nu}_0 = \frac{\omega_0}{2\pi c} \text{ et } \bar{B} = \frac{B}{hc})\end{aligned}$$

On identifie les branches du spectre selon la règle de sélection $\Delta J = J' - J'' = \pm 1$:

— **Branche R** ($\Delta J = +1 \implies J' = J'' + 1$) :

$$\bar{\nu}_R = \bar{\nu}_0 + \bar{B}[(J''+1)(J''+2) - J''(J''+1)] = \bar{\nu}_0 + 2\bar{B}(J''+1)$$

Elle correspond aux raies à **gauche** (!) de $\bar{\nu}_0$ (hautes fréquences). Sur la figure 3, la première raie est à 2906 cm^{-1} .

— **Branche P** ($\Delta J = -1 \implies J' = J'' - 1$) :

$$\bar{\nu}_P = \bar{\nu}_0 + \bar{B}[(J''-1)J'' - J''(J''+1)] = \bar{\nu}_0 - 2\bar{B}J''$$

Elle correspond aux raies à **droite** (!) de $\bar{\nu}_0$ (basses fréquences). Sur la figure 3, la première raie est à 2865 cm^{-1} .

Par lecture graphique sur la figure 3, on en déduit les constantes :

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_0 &= \frac{2865 + 2906}{2} = 2885,5 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{Centre du massif}) \\ 2\bar{B} &= 2906 - 2885,5 = 20,5 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{Écart entre } \bar{\nu}_0 \text{ et } \bar{\nu}_R(J''=0))\end{aligned}$$

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_0 + \bar{B}[J'(J'+1) - J''(J''+1)], \quad \bar{\nu}_0 \approx 2886 \text{ cm}^{-1}, \quad \bar{B} \approx 10,3 \text{ cm}^{-1}$$

On utilise les expressions des nombres d'onde pour identifier J'' (état fondamental $n = 0$) et J' (état premier niveau excité $n = 1$).

— Pour 2906 cm^{-1} (première raie de la branche R, $\Delta J = +1$) :

$$\bar{\nu}_R(J'') = \bar{\nu}_0 + 2\bar{B}(J'' + 1) \quad \text{avec } J'' = 0 \\ J'' = 0 \quad \text{et} \quad J' = 1$$

— Pour 2926 cm^{-1} (deuxième raie de la branche R) :

$$J'' = 1 \quad \text{et} \quad J' = 2$$

— Pour 2865 cm^{-1} (première raie de la branche P, $\Delta J = -1$) :

$$\bar{\nu}_P(J'') = \bar{\nu}_0 - 2\bar{B}J'' \quad \text{avec } J'' = 1 \\ J'' = 1 \quad \text{et} \quad J' = 0$$

— Pour 2844 cm^{-1} (deuxième raie de la branche P) :

$$J'' = 2 \quad \text{et} \quad J' = 1$$

$\bar{\nu}(\text{cm}^{-1})$	2906	2926	2865	2844
J''	0	1	1	2
J'	1	2	0	1

Question 12 Fiche de cours 3.1 Descriptions micro. et macro. d'un système à l'équilibre

L'absence de raies d'absorption en dehors de l'intervalle $[2600 ; 3100]$ cm^{-1} s'explique par la population des niveaux d'énergie initiaux.

- **Côté basses fréquences (branche P)** : Pour observer des raies au-delà de 2600 cm^{-1} , il faudrait que les niveaux de rotation initiaux J'' très élevés soient peuplés.
- **Côté hautes fréquences (branche R)** : De même, l'intensité des raies dépend du nombre de molécules dans l'état J'' .

La population d'un niveau J'' est régie par la statistique de Maxwell-Boltzmann, :

$$N_{J''} \propto \exp\left(-\frac{E_{J''}}{k_B T}\right) \quad (\text{Loi de distribution des populations})$$

$$\propto \exp\left(-\frac{hc\bar{B}J''(J''+1)}{k_B T}\right) \quad (\text{Expression avec les termes rotatifs})$$

À température ambiante ($T \approx 300 \text{ K}$), le facteur exponentiel décroît très rapidement quand J'' augmente. Pour $J'' > 20$, la population devient négligeable, ce qui explique la disparition des raies d'absorption aux extrémités du spectre.

La distribution de Boltzmann limite
la population des niveaux J'' élevés.

Question 13 Fiche de cours 2.3 Aspects énergétiques

On utilise les modèles de l'oscillateur harmonique et du rotateur rigide pour relier les constantes spectroscopiques ($\bar{\nu}_0, \bar{B}$) aux paramètres structuraux (ω_0, d_0).

- **Vibration** : On identifie ω_0 via le centre du massif $\bar{\nu}_0 \approx 2886 \text{ cm}^{-1}$.

$$\omega_0 = 2\pi c\bar{\nu}_0 \quad (\text{Relation entre pulsation et nombre d'onde})$$

$$= 2\pi \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 2886 \cdot 10^2 \approx 5,44 \cdot 10^{14} \text{ rad/s}$$

- **Rotation** : On utilise la constante rotationnelle $\bar{B} \approx 10,3 \text{ cm}^{-1}$ lue sur le spectre.

$$B = hc\bar{B} = \frac{\hbar^2}{2\mu d_0^2} \implies d_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{4\pi\mu c\bar{B}}} \quad (\text{Modèle du rotateur rigide - énoncé})$$

$$d_0 \approx \sqrt{\frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{4\pi \cdot 1,6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 10,3 \cdot 10^2}} \approx 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

L'incertitude-type sur les lectures ($\Delta\bar{\nu} = 1 \text{ cm}^{-1}$) se propage : $u(\omega_0)/\omega_0 = u(\bar{\nu}_0)/\bar{\nu}_0$ et $u(d_0)/d_0 \approx \frac{1}{2}u(\bar{B})/\bar{B}$.

$$\omega_0 \approx (5,4 \pm 0,1) \cdot 10^{14} \text{ rad/s} \quad \text{et} \quad d_0 \approx (1,30 \pm 0,05) \text{ \AA}$$

Question 14

Le dédoublement des raies sur le spectre de la figure 3 s'explique par l'existence de deux isotopes naturels du chlore : ^{35}Cl (abondance $\approx 75\%$) et ^{37}Cl (abondance $\approx 25\%$). *Les abondances ne sont évidemment pas à connaître, la mention d'isotope, reliée à la formule de B suffit.*

- **Influence sur la masse réduite** : La masse réduite $\mu = \frac{m_{\text{H}}m_{\text{Cl}}}{m_{\text{H}}+m_{\text{Cl}}}$ diffère légèrement pour les molécules H^{35}Cl et H^{37}Cl .
- **Conséquence sur les fréquences** : Les constantes spectroscopiques dépendent de μ :

$$\bar{\nu}_0 \propto \frac{1}{\sqrt{\mu}} \quad (\text{Vibration})$$

$$\bar{B} \propto \frac{1}{\mu} \quad (\text{Rotation})$$

Chaque transition rovibrationnelle est donc composée de deux raies très proches, l'une associée à H^{35}Cl et l'autre, légèrement décalée vers les plus petits nombres d'onde, associée à H^{37}Cl . Le rapport d'intensité des deux pics du doublet ($\approx 3 : 1$) confirme les abondances isotopiques naturelles.

Le dédoublement provient de l'effet isotopique du chlore (^{35}Cl et ^{37}Cl).

Partie 2 - Cavité d'un Laser

2.1 Cavité sans pertes

Question 15

Dans le vide (absence de charges $\rho = 0$ et de courants $\vec{j} = \vec{0}$), les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (\text{Maxwell-Gauss})$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{Maxwell-Flux})$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell-Faraday})$$

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell-Ampère})$$

Question 16

On utilise l'identité vectorielle $\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = \text{grad}(\text{div } \vec{E}) - \Delta \vec{E}$.

$$\begin{aligned}\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) &= \text{rot} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (\text{rotationnel de M-F}) \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \vec{B}) \\ -\Delta \vec{E} &= -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{D'après M-G et M-A}) \\ \Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= \vec{0} \quad (\text{Équation de d'Alembert})\end{aligned}$$

La célérité des ondes dans le vide est $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$.

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad \text{avec} \quad c = 3,00 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

Question 17

On injecte la forme complexe $\vec{E}_+(x, t) = \underline{E}_{0+} e^{j(\omega t - kx)} \vec{u}_y$ dans l'équation de d'Alembert.

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} &= (-jk)^2 \vec{E} = -k^2 \vec{E} \quad (\text{Dérivée spatiale}) \\ \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= (j\omega)^2 \vec{E} = -\omega^2 \vec{E} \quad (\text{Dérivée temporelle}) \\ -k^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} (-\omega^2) \vec{E} &= \vec{0} \implies k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad \text{or } k > 0 \text{ d'après l'énoncé}\end{aligned}$$

$$\omega = ck$$

Question 18

Les miroirs étant des conducteurs parfaits, le champ électrique est nul à l'intérieur et la densité surfacique de charge est nulle en surface.

D'après l'annexe, la composante tangentielle du champ électrique total $\vec{E}_{tot} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$ s'annule en $x = 0$ et $x = L$.

— En $x = 0$:

$$\begin{aligned}\underline{E}_{0+} e^{j\omega t} + \underline{E}_{0-} e^{j\omega t} &= 0 \quad (\text{Continuité de la composante tangentielle}) \\ \underline{E}_{0-} &= -\underline{E}_{0+} \quad (\text{Relation entre les amplitudes complexes})\end{aligned}$$

— En $x = L$:

$$\begin{aligned}\underline{E}_{0+} e^{j(\omega t - kL)} + \underline{E}_{0-} e^{j(\omega t + kL)} &= 0 \quad (\text{Condition aux limites en } L) \\ \underline{E}_{0+} (e^{-jkL} - e^{jkL}) e^{j\omega t} &= 0 \quad (\text{Substitution de } \underline{E}_{0-}) \\ -2j \underline{E}_{0+} \sin(kL) &= 0 \implies \sin(kL) = 0 \quad (\text{Condition de résonance})\end{aligned}$$

$$\underline{E}_{0-} = -\underline{E}_{0+} \quad \text{et} \quad \sin(kL) = 0$$

Question 19

La condition $\sin(kL) = 0$ impose que la phase soit un multiple entier de π .

$$\begin{aligned}k_m L &= m\pi \quad \text{avec } m \in \mathbb{N}^* \quad (\text{Quantification du vecteur d'onde}) \\ \frac{2\pi\nu_m}{c} L &= m\pi \quad (\text{En utilisant } k = 2\pi\nu/c) \\ \nu_m &= m \times \frac{c}{2L} \quad (\text{Expression de la fréquence du mode } m)\end{aligned}$$

Par identification avec la forme $\nu_m = m \times \text{FSR}_\nu$, on obtient l'expression de l'intervalle spectral libre (Free Spectral Range).

$$\text{FSR}_\nu = \frac{c}{2L} \quad (\text{Écart fréquentiel entre deux modes successifs})$$

$$\nu_m = m \times \text{FSR}_\nu \quad \text{avec} \quad \text{FSR}_\nu = \frac{c}{2L}$$

2.2 Cavité avec pertes

Question 20

La relation $R + T = 1$ traduit la **conservation de l'énergie** (ou de la puissance surfacique) au niveau du miroir M_1 . En l'absence d'absorption ou de diffusion par le miroir, toute l'intensité incidente est soit réfléchi, soit transmise.

Conservation de l'énergie au passage de l'interface.

Question 21

La relation $\underline{E}_D = \underline{tE}_p + \underline{rE}_G$ traduit **la linéarité des équations de Maxwell**, le fait que la cavité laser soit **linéaire** (énoncé) et donc le **principe de superposition** au niveau du miroir M_1 (en $x = 0$). L'onde \underline{E}_D qui part vers la droite est la superposition de :

- La partie transmise de l'onde de pompe venant de l'extérieur : \underline{tE}_p .
- La partie réfléchie de l'onde interne venant de la droite : \underline{rE}_G .

Superposition de l'onde de pompe transmise et de l'onde intra-cavité réfléchie.

Question 22

L'onde \underline{E}_G est issue de la réflexion totale de l'onde \underline{E}_D sur le miroir M_2 (conducteur parfait) en $x = L$.

- Propagation de 0 à L pour \underline{E}_D : facteur e^{-jkL} .
- Réflexion en $x = L$: facteur -1 (car \vec{E} s'annule sur un conducteur parfait).
- Propagation de L à 0 pour \underline{E}_G : facteur e^{-jkL} .

En $x = 0$, on a donc la relation :

$$\begin{aligned}\underline{E}_G &= \underline{E}_D \cdot e^{-jkL} \cdot (-1) \cdot e^{-jkL} \quad (\text{Aller-retour} + \text{réflexion}) \\ &= -\underline{E}_D e^{-2jkL}\end{aligned}$$

$$\underline{E}_G = -\underline{E}_D e^{-2jkL}$$

Question 23

On injecte le résultat de la Q22 dans l'équation de la Q21 :

$$\begin{aligned}\underline{E}_D &= \underline{tE}_p + \underline{r}(-\underline{E}_D e^{-2jkL}) \quad (\text{Substitution de } \underline{E}_G) \\ \underline{E}_D(1 + \underline{r}e^{-2jkL}) &= \underline{tE}_p \quad (\text{Regroupement des termes en } \underline{E}_D) \\ \frac{\underline{E}_D}{\underline{E}_p} &= \frac{\sqrt{T}}{1 - \sqrt{R}e^{-2jkL}} \quad (\text{En remplaçant } \underline{t} = \sqrt{T} \text{ et } \underline{r} = -\sqrt{R})\end{aligned}$$

$$\frac{\underline{E}_D}{\underline{E}_p} = \frac{\sqrt{T}}{1 - \sqrt{R}e^{-2jkL}}$$

Question 24

L'intensité est proportionnelle au carré du module de l'amplitude complexe : $I_D/I_p = |\underline{E}_D/\underline{E}_p|^2$.

$$\begin{aligned}
 \frac{I_D}{I_p} &= \left| \frac{\sqrt{T}}{1 - \sqrt{R}e^{-2jkL}} \right|^2 \\
 &= \frac{T}{(1 - \sqrt{R}e^{-2jkL})(1 - \sqrt{R}e^{2jkL})} \quad (\text{Calcul du module au carré}) \\
 &= \frac{T}{1 + R - 2\sqrt{R}\cos(2kL)} \\
 &= \frac{T}{1 + R - 2\sqrt{R}(1 - 2\sin^2 kL)} \quad (\text{Utilisation de } \cos 2\theta = 1 - 2\sin^2 \theta) \\
 &= \frac{T}{(1 - \sqrt{R})^2 + 4\sqrt{R}\sin^2 kL} \quad (\text{Factorisation du terme constant}) \\
 &= \frac{T/(1 - \sqrt{R})^2}{1 + \frac{4\sqrt{R}}{(1 - \sqrt{R})^2} \sin^2 kL} \quad (\text{Mise sous la forme demandée})
 \end{aligned}$$

Par identification, on obtient $g = \frac{T}{(1 - \sqrt{R})^2}$. Comme $T = 1 - R = (1 - \sqrt{R})(1 + \sqrt{R})$, on a $g = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}}$.

$$\frac{I_D}{I_p} = \frac{g}{1 + \frac{4\sqrt{R}}{(1 - \sqrt{R})^2} \sin^2 kL} \quad \text{avec} \quad g = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}}$$

Question 25

Pour $R = 0,96$, le terme $\frac{4\sqrt{R}}{(1 - \sqrt{R})^2}$ est très grand (≈ 980).

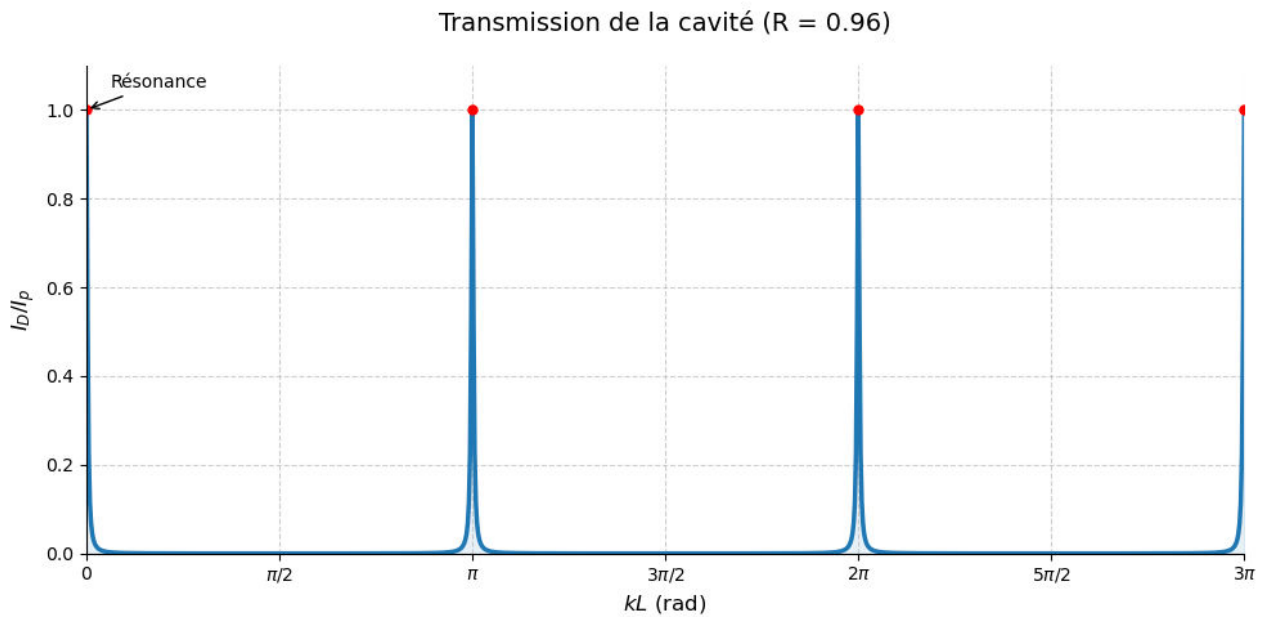
- Si $\sin^2 kL \neq 0$, le dénominateur est énorme et le rapport I_D/I_p est quasiment nul.
- Le rapport est maximal (résonance) quand $\sin^2 kL = 0$.

Ceci correspond aux conditions de résonance de la cavité : $kL = m\pi$ (avec $m \in \mathbb{N}^*$).

À la résonance, $I_D/I_p = g \approx 49,5$. La pompe "pénètre" alors massivement dans la cavité.

Résonance pour $kL = m\pi$.
Le rapport est nul ailleurs car R est proche de 1.

Question 26



Question 27

Les modes de la cavité correspondent aux maximums de la fonction d'Airy, soit quand le dénominateur de I_D/I_p est minimal.

$$\sin^2(k_m L) = 0 \implies k_m L = m\pi \quad \text{avec } m \in \mathbb{N}^*$$

$$\nu_m = m \times \frac{c}{2L} \quad (\text{Fréquences de résonance})$$

L'Intervalle Spectral Libre (ISL ou FSR'_ν) est l'écart fréquentiel entre deux pics de résonance successifs :

$$\text{FSR}'_\nu = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2L}$$

On constate que l'ISL est identique au cas sans pertes (Q19). Les pertes introduites par le miroir M_1 modifient la largeur des raies, mais pas leur position fréquentielle.

$$\text{FSR}'_\nu = \frac{c}{2L} = \text{FSR}_\nu$$

Question 28

On cherche la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_c$ du pic de résonance.

Le rapport I_D/I_p est égal à sa moitié ($g/2$) lorsque :

$$1 + \frac{4\sqrt{R}}{(1 - \sqrt{R})^2} \sin^2(kL) = 2 \implies \sin^2(kL) = \frac{(1 - \sqrt{R})^2}{4\sqrt{R}}$$

On définit $\delta\phi$ comme l'écart de phase par rapport à la résonance ($kL = m\pi + \delta\phi$).

Au voisinage du pic, $\sin(m\pi + \delta\phi) \approx \pm\delta\phi$. L'équation devient :

$$(\delta\phi)^2 \approx \frac{(1 - \sqrt{R})^2}{4\sqrt{R}} \implies \delta\phi \approx \pm \frac{1 - \sqrt{R}}{2\sqrt[4]{R}}$$

La largeur totale à mi-hauteur en phase est $\Delta\phi = 2|\delta\phi|$. Par définition, la finesse \mathcal{F} est le rapport de l'ISL en phase (2π) sur cette largeur :

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{\Delta\phi} = \frac{2\pi}{2 \times \frac{1 - \sqrt{R}}{2\sqrt[4]{R}}} = \frac{\pi\sqrt[4]{R}}{1 - \sqrt{R}}$$

Application numérique : Pour $R = 0,96$:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \times (0,96)^{1/4}}{1 - \sqrt{0,96}} \approx \frac{3,1416 \times 0,9898}{1 - 0,9798} \approx \frac{3,1095}{0,0202} \approx 154$$

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt[4]{R}}{1 - \sqrt{R}} \approx 154$$

Question 29

Une grande finesse est avantageuse en interférométrie pour plusieurs raisons :

- **Résolution spectrale** : Elle permet de distinguer deux fréquences (ou longueurs d'onde) très proches grâce à la finesse des pics d'Airy ($\Delta\nu_c = \text{FSR}/\mathcal{F}$).
- **Précision des mesures** : Dans un capteur interférométrique, une raie très étroite permet de détecter des variations extrêmement faibles de la longueur L de la cavité (détection d'ondes gravitationnelles, par exemple).

Amélioration de la résolution et de la sensibilité de l'interféromètre.

Partie 3 - Milieu amplificateur d'un laser

3.1 Evolution de populations

Question 30

Cinétique chimique

Les processus étant modélisés par des réactions chimiques d'ordre 1, les vitesses de chaque processus s'écrivent :

- Pompage : $v_{pomp} = \Gamma n_1$
- Désexcitation non radiative : $v_{nr} = k_{nr} n_3$
- Absorption : $v_{abs} = \beta n_1$
- Émission stimulée : $v_{stim} = \beta n_2$
- Émission spontanée : $v_{spont} = A n_2$

Question 31

Cinétique chimique

L'évolution de la population n_1 est régie par le bilan des processus qui consomment ou produisent des espèces dans l'état fondamental M .

- **Consommation** : le pompage ($-v_{pomp}$) et l'absorption ($-v_{abs}$).
- **Production** : l'émission stimulée ($+v_{stim}$) et l'émission spontanée ($+v_{spont}$).

En sommant ces contributions :

$$\frac{dn_1}{dt} = -\Gamma n_1 - \beta n_1 + \beta n_2 + A n_2$$

Question 32

Cinétique chimique

On applique le même raisonnement de bilan pour les populations n_2 et n_3 .

- Pour n_3 (état M^{**}) : il est produit par pompage et consommé par désexcitation non radiative.

$$\frac{dn_3}{dt} = \Gamma n_1 - k_{nr} n_3$$

- Pour n_2 (état M^*) : il est produit par désexcitation non radiative et absorption, et consommé par émission stimulée et spontanée.

$$\frac{dn_2}{dt} = k_{nr} n_3 + \beta n_1 - \beta n_2 - A n_2$$

$$\frac{dn_3}{dt} = \Gamma n_1 - k_{nr} n_3 \quad \text{et} \quad \frac{dn_2}{dt} = k_{nr} n_3 + \beta n_1 - (\beta + A) n_2$$

Question 33

Cinétique chimique

Sommons les trois dérivées temporelles :

$$\begin{aligned}\frac{d(n_1 + n_2 + n_3)}{dt} &= \frac{dn_1}{dt} + \frac{dn_2}{dt} + \frac{dn_3}{dt} \\ &= (-\Gamma n_1 + A n_2 + \beta n_2 - \beta n_1) + (k_{nr} n_3 + \beta n_1 - \beta n_2 - A n_2) + (\Gamma n_1 - k_{nr} n_3) \\ &= 0\end{aligned}$$

Comme la dérivée de la somme est nulle, $n_1 + n_2 + n_3 = n_{tot} = \text{cte}$. Ce résultat interprète la **conservation** du nombre total de molécules du milieu amplificateur : les processus ne font que déplacer les espèces denses entre les différents niveaux d'énergie sans en créer ni en détruire.

$$n_1 + n_2 + n_3 = \text{constante}$$

Question 34

Cinétique chimique

En régime stationnaire, les dérivées temporelles sont nulles. D'après la Q32 :

$$\frac{dn_3}{dt} = 0 \implies \Gamma n_1 - k_{nr} n_3 = 0 \implies n_1 = \frac{k_{nr}}{\Gamma} n_3 \quad (\text{Expression de } n_1)$$

D'après l'équation de n_2 établie à la Q32 :

$$\begin{aligned}\frac{dn_2}{dt} = 0 &\implies k_{nr} n_3 + \beta n_1 - (\beta + A) n_2 = 0 \\ n_2 &= \frac{k_{nr} n_3 + \beta n_1}{\beta + A} \quad (\text{Expression de } n_2)\end{aligned}$$

On en déduit l'expression de l'écart de population $\Delta n = n_2 - n_1$:

$$\begin{aligned}\Delta n &= \frac{k_{nr} n_3 + \beta n_1}{\beta + A} - n_1 = \frac{k_{nr} n_3 - A n_1}{\beta + A} \\ &= \frac{k_{nr} n_3 - A \frac{k_{nr}}{\Gamma} n_3}{\beta + A} = \frac{k_{nr} n_3}{\beta + A} \left(1 - \frac{A}{\Gamma}\right)\end{aligned}$$

$$\Delta n = \frac{k_{nr} n_3}{\beta + A} \left(1 - \frac{A}{\Gamma}\right)$$

Pour obtenir une inversion de population, il faut $\Delta n > 0$.

Comme k_{nr} , n_3 , β et A sont des grandeurs positives, la condition s'écrit :

$$1 - \frac{A}{\Gamma} > 0 \implies \Gamma > A$$

Interprétation physique : Cette condition signifie que le taux de pompage Γ (qui amène les atomes vers les niveaux excités) doit être supérieur au taux d'émission spontanée A (qui les fait redescendre de manière aléatoire).

En d'autres termes, on doit injecter de l'énergie plus vite que le système ne la perd naturellement par désexcitation spontanée. C'est le seuil minimal pour que l'émission stimulée puisse devenir prépondérante et permettre l'effet laser.

Condition : $\Gamma > A$

3.2 Bilan de puissance électromagnétique dans le milieu amplificateur

Question 36

Seuls les processus impliquant l'émission ou l'absorption de photons de pulsation ω (énergie $\hbar\omega$) contribuent directement au bilan de l'onde laser :

- **Gain d'énergie :** L'émission stimulée (βn_2). C'est le processus qui amplifie l'onde de manière cohérente.
- **Perte d'énergie :** L'absorption (βn_1). L'onde perd des photons pour exciter les espèces de M vers M^* .

L'émission spontanée (An_2) est omnidirectionnelle et incohérente : elle ne contribue pas au faisceau laser (perte de puissance utile).

Le pompage et la désexcitation non radiative n'impliquent pas les photons du faisceau.

Question 37

On effectue un bilan d'énergie sur un volume $V = Sdx$ entre t et $t + dt$.

La variation de l'énergie électromagnétique U_{em} est due au flux du vecteur de Poynting et aux termes de sources (nombre de photons créés/anihilés par unité de temps et de volume) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{em}}{\partial t} S dx &= \Pi(x, t) S - \Pi(x + dx, t) S + (\beta n_2 - \beta n_1) \hbar \omega \cdot S dx \\ \frac{\partial u_{em}}{\partial t} &= -\frac{\partial \Pi}{\partial x} + \beta(n_2 - n_1) \hbar \omega \end{aligned}$$

En remplaçant $u_{em} = \Pi/c$ et $\beta = b u_{em} = b \frac{\Pi}{c}$:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial x} = \frac{b \Pi}{c} (n_2 - n_1) \hbar \omega - A n_2 \hbar \omega$$

On identifie les termes demandés :

- $\gamma(\omega) = \frac{b \hbar \omega}{c} (n_2 - n_1)$: coefficient de gain (ou d'atténuation si $n_1 > n_2$).
- $p(\omega) = A n_2 \hbar \omega$: terme de perte par émission spontanée.

$$\gamma(\omega) = \frac{b \hbar \omega \Delta n}{c} \quad \text{et} \quad p(\omega) = A n_2 \hbar \omega$$

Question 38

La condition $p(\omega) \ll \gamma(\omega) \Pi(x, t)$ signifie que la puissance générée par émission stimulée est très largement supérieure à celle issue de l'émission spontanée.

- **Cohérence** : L'émission stimulée produit des photons identiques aux photons incidents (même phase, direction). L'émission spontanée produit un "bruit" incohérent.
- **Pureté** : Pour obtenir un rayonnement laser de haute qualité (directif et monochromatique), il est impératif que le processus stimulé domine afin que l'onde soit amplifiée sans être "polluée" par la lumière spontanée isotrope.

Question 39

En régime stationnaire : $\partial \Pi / \partial t = 0$.

En négligeant le terme $p(\omega)$ d'après la condition de la Q38, l'équation de la Q37 devient :

$$\frac{d \Pi(x)}{dx} = \gamma(\omega) \Pi(x) \quad (\text{Équation différentielle linéaire du premier ordre})$$

Il s'agit d'une équation à variables séparables dont la solution est une exponentielle. En utilisant la condition initiale $\Pi(0) = \Pi_0$:

$$\int_{\Pi_0}^{\Pi(x)} \frac{d \Pi}{\Pi} = \int_0^x \gamma(\omega) dx' \implies \ln \left(\frac{\Pi(x)}{\Pi_0} \right) = \gamma(\omega) x$$

$$\Pi(x) = \Pi_0 e^{\gamma(\omega) x}$$

Question 40

Le terme $\gamma(\omega)$ est le **coefficient de gain linéique** du milieu amplificateur.

Son signe détermine l'évolution de la puissance de l'onde :

- Si $\Delta n > 0$ (**Inversion de population**) : Alors $\gamma(\omega) > 0$. La puissance croît exponentiellement avec la distance x . Le milieu est dit *amplificateur*. C'est le cas recherché pour l'effet laser.
- Si $\Delta n < 0$ (**Distribution normale**) : Alors $\gamma(\omega) < 0$. La puissance décroît exponentiellement (loi de Beer-Lambert). Le milieu est dit *absorbant*.

Lien avec la Q35 : L'inversion de population ($\Delta n > 0$) nécessite un pompage efficace ($\Gamma > A$). Si cette condition n'est pas remplie, le milieu ne peut pas compenser les pertes et l'oscillation laser ne peut pas démarrer.

$$\gamma > 0 \iff \Delta n > 0. \text{ L'amplification nécessite l'inversion de population.}$$

3.3 Considérations expérimentales pour un laser à colorant compact

Question 41

La couleur d'un colorant est sa couleur complémentaire par rapport à sa bande d'absorption principale (synthèse soustractive).

- Le texte indique que le colorant possède une bande d'absorption entre 550 et 620 nm. Cette plage correspond au domaine des radiations jaunes-orangées. En absorbant ces longueurs d'onde, la solution transmet et diffuse principalement les radiations situées dans le reste du spectre visible, C'est pourquoi le colorant est perçu comme bleu.
- **Couleur de l'émission laser** : Le spectre d'émission de la figure 6 montre des pics centrés autour de $\lambda \approx 695$ nm.

D'après le cercle chromatique ou les données classiques du spectre visible :

- 400 – 450 nm : Violet/Bleu
- 500 – 570 nm : Vert
- 590 – 620 nm : Orange
- 620 – 750 nm : **Rouge**

L'émission laser, située vers 695 nm, appartient donc au domaine du rouge.

Le colorant absorbe l'orangé (donc paraît bleu) et émet une lumière laser rouge.

Question 42

On part de la relation entre fréquence et longueur d'onde dans le milieu d'indice n : $\nu = \frac{c}{n\lambda}$. En dérivant cette expression, on obtient la relation entre les petits écarts $\delta\nu$ et $\delta\lambda$:

$$|d\nu| = \left| -\frac{c}{n\lambda^2} d\lambda \right| \implies \delta\nu \approx \frac{c}{n\lambda^2} \delta\lambda$$

L'intervalle spectral libre en fréquence FSR_ν a été défini en Q19 (adapté ici avec l'indice n) comme $\text{FSR}_\nu = \frac{c}{2nL}$. En identifiant $\delta\nu$ à FSR_ν et $\delta\lambda$ à FSR_λ :

$$\text{FSR}_\lambda = \frac{n\lambda^2}{c} \cdot \text{FSR}_\nu = \frac{n\lambda^2}{c} \cdot \frac{c}{2nL} = \frac{\lambda^2}{2nL}$$

$$\text{FSR}_\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL}$$

Question 43

D'après la figure 6 et son insert, pour un mode central (ex : mode 657 à $\lambda \approx 695$ nm), on lit $\text{FSR}_\lambda \approx 1,04$ nm.

$$L = \frac{\lambda^2}{2n \cdot \text{FSR}_\lambda} \quad (\text{D'après la formule précédente})$$
$$L \approx \frac{(695 \cdot 10^{-9})^2}{2 \cdot 1,3587 \cdot 1,04 \cdot 10^{-9}} \approx \frac{4,83 \cdot 10^{-13}}{2,826 \cdot 10^{-9}} \approx 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

La cavité mesure environ 170 μm , ce qui est bien cohérent avec le terme « infra-millimétrique ».

$$L \approx 170 \text{ } \mu\text{m}$$

Question 44

On utilise la même méthode de différentiation que pour l'ISL. La largeur à mi-hauteur en fréquence $\Delta\nu_c$ et en longueur d'onde $\Delta\lambda_c$ sont liées par : $\Delta\nu_c \approx \frac{c}{n\lambda^2} \Delta\lambda_c$.

$$\mathcal{F} = \frac{\text{FSR}_\nu}{\Delta\nu_c} = \frac{\frac{c}{n\lambda^2} \text{FSR}_\lambda}{\frac{c}{n\lambda^2} \Delta\lambda_c} = \frac{\text{FSR}_\lambda}{\Delta\lambda_c}$$

D'après l'énoncé, $\Delta\lambda_c \approx 0,1$ nm et nous avons $\text{FSR}_\lambda \approx 1,04$ nm.

$$\mathcal{F} \approx \frac{1,04}{0,1} \approx 10,4$$

Cette finesse est beaucoup plus faible que celle calculée en Q28 pour une cavité macroscopique idéale. Cela s'explique par les pertes plus importantes et la taille réduite du dispositif.

$$\mathcal{F} = \frac{\text{FSR}_\lambda}{\Delta\lambda_c} \approx 10$$

Question 45

Le paramètre sensible à la température et à la composition chimique est l'indice de réfraction n du milieu (ici l'éthanol contenant le colorant).

- **Température** : L'indice n d'un liquide dépend de sa masse volumique, laquelle varie par dilatation thermique. Une variation de T modifie donc n .
- **Composition chimique** : L'ajout de solutés ou le changement de solvant modifie la polarisabilité du milieu, et donc son indice n .

Comme $\text{FSR}_\lambda = \lambda^2/(2nL)$, toute modification de n déplace la position des pics du spectre. En mesurant le décalage des modes, on peut remonter aux variations de T ou de composition.

Question 46

On souhaite comparer le spectre d'une micro-cavité ($L \approx 170$ μm) à celui d'une cavité macroscopique ($L \approx 1$ m).

- **Modèle mobilisé** : L'Intervalle Spectral Libre (ISL) en longueur d'onde $\text{FSR}_\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL}$.
- **Hypothèse** : Les autres paramètres (gain du colorant, réflectivité) restent identiques, donc l'enveloppe du spectre (la plage d'émission) est la même.

Démarche et calcul :

$$\frac{\text{FSR}_{\lambda,\text{trad}}}{\text{FSR}_{\lambda,\text{Lahoz}}} = \frac{L_{\text{Lahoz}}}{L_{\text{trad}}} \approx \frac{1,7 \cdot 10^{-4}}{1} \approx 1,7 \cdot 10^{-4}$$

Pour le laser traditionnel, l'écart entre deux modes devient :

$$\text{FSR}_{\lambda,\text{trad}} \approx 1,04 \text{ nm} \times 1,7 \cdot 10^{-4} \approx 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ nm} = 0,18 \text{ pm}$$

Commentaire sur l'allure du spectre : Le spectre d'un laser de 1 mètre présenterait des milliers de pics extrêmement serrés sous la même enveloppe. À l'échelle de la figure 6, ces pics seraient indiscernables : le spectre paraîtrait quasi-continu. Pour isoler un seul mode (laser monomode), il faudrait ajouter des éléments sélectifs (étalon de Fabry-Perot interne), car la cavité seule est trop longue pour séparer efficacement les fréquences.

L'ISL devient minuscule ($\approx 0,2$ pm), rendant le spectre de modes quasi-continu.

