

La lumière ralentie (X-ENS 2020)

1. Il s'agit de l'effet Doppler. La fréquence perçue est liée à la fréquence émise par $f' = f(1 - v/c)$, v étant comptée positive si l'atome s'éloigne de la source, et négative s'il s'en approche.

2. Quand un atome de quantité de mouvement mv absorbe un photon de quantité de mouvement $h\nu/c = h/\lambda$ venant en sens inverse, il « encaisse » un ralentissement à cause de la conservation de la quantité de mouvement de l'ensemble :

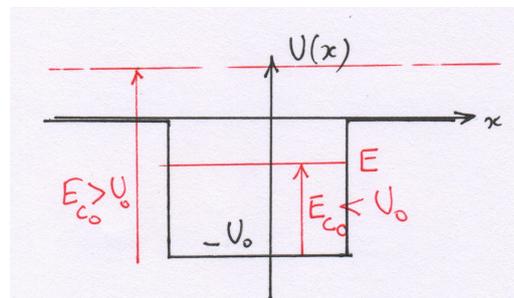
$$mv - \frac{h}{\lambda} = mv' \quad v' = v - \frac{h}{m\lambda} .$$

S'il absorbe N_{ph} photons, la vitesse diminue de $\Delta v = Nh/(m\lambda)$. Pour un ralentissement de 720 à 40 m/s, le nombre de photons est donc

$$N_{\text{ph}} = \frac{m\Delta v\lambda}{h} = \frac{M\Delta v\lambda}{N_A h} = \frac{20 \cdot 10^{-3} (720 - 40) \times 600 \cdot 10^{-9}}{6 \cdot 10^{23} \times 6 \cdot 10^{-34}} \quad N_{\text{ph}} = 2 \cdot 10^4 .$$

La longueur d'onde n'est pas donnée par l'énoncé. J'ai choisi une valeur au milieu du spectre visible.

3. Soit U_0 la profondeur du puits et soit E_{c0} l'énergie cinétique des atomes dans le puits. Leur énergie mécanique est $E = E_{c0} - U_0$. Lorsqu'ils se déplacent, leur énergie mécanique $E = E_c + U$ reste constante. Une particule peut quitter le puits si elle atteint la région où $U = 0$ avec une énergie cinétique $E'_c > 0$, ce qui implique $E > 0$. D'après la première expression de E , on en déduit $E_{c0} > U_0$. Ainsi, les atomes les plus rapides quittent le puits, alors que ceux dont l'énergie cinétique est inférieure à U_0 y demeurent. En réduisant U_0 , on ne conserve dans le puits que les atomes dont l'énergie est la plus basse.



4. L'énergie cinétique moyenne des atomes est liée à leur agitation thermique et à la température T selon $\langle E_{c0} \rangle = \frac{3}{2} k_B T$. Peut à peu, les atomes restants ont une énergie cinétique E_{c0} de plus en plus basse, donc T diminue.

5. À la fin du refroidissement, la température est de 500 nK et on peut calculer la vitesse.

$$\frac{1}{2} \frac{M}{N_A} v^2 = \frac{3}{2} k_B T \quad v = \sqrt{\frac{3 N_A k_B T}{M}} = \sqrt{\frac{3 \times 8,31 \times 500 \cdot 10^{-9}}{20 \cdot 10^{-3}}} \quad v = 2,5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} .$$

À la température intermédiaire de $50 \mu\text{K}$ on obtient $v = 25 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

6. Selon la formule de Bohr (ou de Planck-Einstein), l'énergie d'une transition atomique (c'est à dire la différence d'énergie entre les deux niveaux) est liée à la pulsation de l'onde émise ou absorbée par $E_2 - E_1 = \hbar\omega$.

7. Si la pression n'était pas très faible, il resterait beaucoup de molécules constituant l'air (essentiellement du diazote), susceptibles d'entrer en collision avec les atomes à refroidir, ce qui ferait perdre son efficacité au processus de refroidissement.

8. Grâce aux lignes 88-90, on sait que $\hbar\omega_1 = \Delta E_{31} = 2,1 \text{ eV}$ et $\hbar\omega_2 = \Delta E_{21} = 2,1 \text{ eV} - 7,2 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \simeq 2,1 \text{ eV}$. Les pulsations ω_1 et ω_2 sont donc très proches. Plus précisément,

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = \frac{7,2 \cdot 10^{-6}}{2,1} \simeq 3 \cdot 10^{-6} .$$

L'écart relatif n'est que de quelques millièmes (il correspond au doublet du sodium étudié en TP).

9. On note ℓ_{eq} les longueurs des ressorts à l'équilibre et ℓ_0 leur longueur à vide. Pour la masse de gauche, la seconde loi de Newton s'écrit

$$m\ddot{x}_1 = K(\ell_{eq,12} + x_2 - x_1 - \ell_0) - (k_1 - K)(\ell_{eq,01} + x_1 - \ell_0) - m\gamma_1\dot{x}_1 + F(t) \quad .$$

À l'équilibre, $x_1 = x_2 = 0$, $\dot{x}_1 = 0$ et $\ddot{x}_1 = 0$ donc

$$0 = K(\ell_{eq,12} - \ell_0) - (k_1 - K)(\ell_{eq,01} - \ell_0) \quad .$$

On peut donc éliminer ces termes dans l'équation du mouvement pour écrire

$$\boxed{\ddot{x}_1 = -\omega_1^2 x_1 + \Omega^2 x_2 - \gamma_1 \dot{x}_1 + \frac{F(t)}{m}} \quad .$$

De manière analogue, on obtient pour la masse de droite

$$\boxed{\ddot{x}_2 = -\omega_2^2 x_2 + \Omega^2 x_1 - \gamma_2 \dot{x}_2} \quad .$$

Conformément à la proposition de la question 8, on remplace dans la suite ω_2 par ω_1 .

10. En régime sinusoïdal forcé de pulsation ω , $F = F_0 e^{i\omega t}$ et toutes les fonctions du temps sont proportionnelles à $e^{i\omega t}$ (on peut traiter toute la suite en choisissant $e^{-i\omega t}$). Dans ce cas, $\dot{\underline{x}}_1 = i\omega \underline{x}_1$, $\dot{\underline{x}}_2 = i\omega \underline{x}_2$, $\ddot{\underline{x}}_1 = -\omega^2 \underline{x}_1$, $\ddot{\underline{x}}_2 = -\omega^2 \underline{x}_2$. Les deux équations de la question précédente s'écrivent

$$(\omega_1^2 - \omega^2 + i\gamma_1\omega)\underline{x}_1 - \Omega^2 \underline{x}_2 = \frac{F}{m} \quad (1)$$

$$-\Omega^2 \underline{x}_1 + (\omega_2^2 - \omega^2 + i\gamma_2\omega)\underline{x}_2 = 0 \quad . \quad (2)$$

11. Cette question difficile a bloqué beaucoup d'élèves le jour du concours. Le rapport officiel déplore que trop peu aient pensé à utiliser le déterminant d'un système linéaire : cette idée ne figure ni au programme de mathématiques, ni à celui de physique !

La force F étant imposée, on cherche \underline{x}_1 et \underline{x}_2 solutions du système linéaire

$$(\omega_1^2 - \omega^2)\underline{x}_1 - \Omega^2 \underline{x}_2 = \frac{F}{m} \quad (3)$$

$$-\Omega^2 \underline{x}_1 + (\omega_1^2 - \omega^2)\underline{x}_2 = 0 \quad . \quad (4)$$

Les mathématiques nous apprennent que la solution peut s'écrire à l'aide des formules Cramer, qui font apparaître dans leur dénominateur le déterminant du système linéaire. Comme pour la corde vibrante, nous aurons une résonance lorsque x_1 et x_2 tendent vers l'infini, c'est à dire lorsque que ce dénominateur s'annule (en pratique, x_1 et x_2 sont bornés par la présence des termes dissipatifs en $i\gamma\omega$). D'après cette argumentation, les pulsations de résonance sont telles que

$$\begin{vmatrix} \omega_1^2 - \omega^2 & -\Omega^2 \\ -\Omega^2 & \omega_1^2 - \omega^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (\omega^2 - \omega_1^2)^2 - \Omega^4 = 0 \quad \boxed{\omega_{\pm} = \sqrt{\omega_1^2 \pm \Omega^2}}$$

Si $\Omega \ll \omega_1$, on procède à un DL

$$\omega_{pm} = \omega_1 \sqrt{1 \pm \Omega^2/\omega_1^2} \simeq \omega_1 \left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{\Omega^2}{\omega_1^2} \right) \quad \boxed{\Omega_r = \omega_+ - \omega_- = \frac{\Omega^2}{\omega_1}} \quad .$$

Si on ne connaît pas les formules de Cramer, il faut revenir à une résolution artisanale du système linéaire. Comme les équations sont très symétriques, il est commode d'introduire $S = x_1 + x_2$ et $D = x_2 - x_1$. En faisant la somme et la différence des deux équations, on trouve

$$(\omega_1^2 - \omega^2 - \Omega^2)S = \underline{F}/m \quad (5)$$

$$(\omega_1^2 - \omega^2 + \Omega^2)D = -\underline{F}/m \quad (6)$$

puis

$$S = \frac{\underline{F}}{m} \frac{1}{(\omega_1^2 - \omega^2 - \Omega^2)} \quad D = \frac{-\underline{F}}{m} \frac{1}{(\omega_1^2 - \omega^2 + \Omega^2)} \quad .$$

On revient aux variables initiales par $x_1 = (S - D)/2$ et $x_2 = (S + D)/2$. On obtient une résonance lorsque l'un des termes S ou D dans vers l'infini, c'est à dire lorsque

$$\omega_1^2 - \omega^2 - \Omega^2 = 0 \quad \text{ou} \quad \omega_1^2 - \omega^2 + \Omega^2 = 0 \quad .$$

On retrouve ainsi les deux pulsations résonnantes ω_+ et ω_- .

12. On remplace ω par $\omega_1 + \delta\omega$ et Ω^2 par $\Omega_r\omega_1$

$$\begin{aligned} \left[\omega_1^2 - (\omega_1 + \delta\omega)^2 + i\gamma_1(\omega_1 + \delta\omega) \right] \underline{x}_1 - \Omega_r\omega_1 \underline{x}_2 &= \underline{F}/m \\ -\Omega_r\omega_1 \underline{x}_1 + \left[(\omega_1^2 - (\omega_1 + \delta\omega)^2) \right] \underline{x}_2 &= 0 \quad . \end{aligned}$$

13. On divise chacune des équations par ω_1^2 . On fait apparaître $(1 + \delta\omega/\omega_1)^2 \simeq 1 + 2\delta\omega/\omega_1$, et $\frac{\gamma_1}{\omega_1}(1 + \frac{\delta\omega}{\omega_1}) \simeq \frac{\gamma_1}{\omega_1}$ à l'ordre 1. On obtient finalement

$$\begin{aligned} (2\delta\omega - i\gamma_1)\underline{x}_1 + \Omega_r\underline{x}_2 &= -\frac{\underline{F}}{m\omega_1} \\ \Omega_r\underline{x}_1 + 2\delta\omega \underline{x}_2 &= 0 \quad . \end{aligned}$$

14. Pour plus de clarté, je note F_0 l'amplitude que l'énoncé a notée F . En notation réelle, posons $F = F_0 \cos \omega t$ et $x_1 = X_0 \cos(\omega t + \varphi)$. La puissance développée est

$$P = F\dot{x}_1 = -F_0 \cos(\omega t) \times \omega X_0 \sin(\omega t + \varphi) = -\omega X_0 F_0 \frac{1}{2} (\sin(2\omega t + \varphi) + \sin \varphi) \quad .$$

Le premier terme a une moyenne nulle et le second est constant, donc

$$\langle P \rangle = -\frac{1}{2} F_0 \omega X_0 \quad .$$

En notation complexe, F et x_1 sont représentés par $\underline{F} = F_0 e^{i\omega t}$ et $\underline{x}_1 = X_0 e^{i(\omega t + \varphi)}$. L'énoncé raisonne sur l'amplitude complexe \underline{x}_1 , alors que j'ai noté \underline{x}_1 la représentation complexe. Je note donc \underline{X}_1 l'amplitude complexe, c'est à dire $\underline{X}_1 = X_0 e^{i\varphi}$.

$$\frac{1}{2} F_0 \omega \Im(\underline{X}_1) = -\frac{1}{2} F_0 X_0 \sin \varphi \quad \text{donc} \quad \langle P \rangle = -\frac{1}{2} F_0 \omega \Im(\underline{X}_1) \quad .$$

On aurait obtenu un signe plus avec la convention $e^{-i\omega t}$.

Ce résultat est une conséquence d'une propriété vue en cours pour la moyenne du produit de grandeurs sinusoïdales : $\langle uv \rangle = \frac{1}{2} \Re(\underline{u}\underline{v}^*)$. Il suffit de l'utiliser avec $u = F$ et $v = \dot{x}_1$ pour obtenir le résultat :

$$\langle P \rangle = \langle F\dot{x}_1 \rangle = \frac{1}{2} \Re(\underline{F} \times (i\omega \underline{x}_1)^*) = \frac{1}{2} \Re(F_0 e^{i\omega t} \times (-i\omega \underline{X}_1 e^{-i\omega t})) = -\frac{1}{2} F_0 \omega \Im(\underline{X}_1) \quad .$$

15. La figure 2a représente une situation sans couplage, c'est à dire pour laquelle $\Omega = 0$ et donc $\Omega_r = 0$. Dans ce cas, la première équation de la question 13 donne

$$\underline{x}_1 = -\frac{\underline{F}}{m\omega_1(2\delta\omega - i\gamma_1)} = -\frac{F(2\delta\omega + i\gamma_1)}{m\omega_1(4\delta\omega^2 + \gamma_1^2)} \quad \underline{X}_1 = -\frac{F_0(2\delta\omega + i\gamma_1)}{m\omega_1(4\delta\omega^2 + \gamma_1^2)}$$

En utilisant le résultat de la question 14,

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} \frac{F_0^2}{m} \frac{\gamma_1}{4\delta\omega^2 + \gamma_1^2} = \frac{F_0^2}{2m} \frac{\gamma_1}{4(\omega - \omega_1)^2 + \gamma_1^2} .$$

Cette puissance moyenne est maximale pour $\delta\omega = 0$, décroît si $|\delta\omega|$ et tend vers 0 si $\delta\omega \rightarrow \pm\infty$. Son comportement avec $\delta\omega$ correspond bien à celui décrit par la figure 2a (ce genre de courbe s'appelle profil lorentzien).

Pour obtenir la largeur à mi-hauteur, on cherche $\delta\omega$ tel que $\langle P \rangle = \langle P \rangle_{\max} / 2$. Cela conduit à $4\delta\omega^2 + \gamma_1^2 = 2\gamma_1^2$ puis à $\delta\omega = \pm\gamma_1/2$. La largeur à mi-hauteur est donc γ_1 .

16. Le cas où $\delta\omega = 0$ et $\Omega_r \neq 0$ correspond à une impulsion lumineuse parfaitement ajustée sur la résonance, avec présence du laser de couplage. Dans ce cas les équations de la question 13 s'écrivent

$$-i\gamma_1\underline{x}_1 + \Omega_r\underline{x}_2 = -\underline{F}/(m\omega_1) \quad \Omega_r\underline{x}_1 = 0 .$$

Dans ce cas on a $x_1 = 0$ et $x_2 = -F/(m\omega_1\Omega_r)$: le premier oscillateur le vibre pas et le second est en opposition de phase sur la force. Comme $x_1 = 0$, la puissance moyenne $\langle P \rangle$ est nulle. C'est bien ce qu'on observe sur les courbes 2b et 2c (creux central).

17. On élimine \underline{x}_2 dans les équations de la question 13 pour trouver

$$\underline{x}_1 = -\frac{2\delta\omega F/(m\omega_1)}{2\delta\omega(2\delta\omega - i\gamma_1) - \Omega_r^2} = \frac{F}{m\omega_1} \frac{1}{2\delta\omega - i\gamma_1 - \frac{\Omega_r^2}{2\delta\omega}} .$$

18. Divisons pour Ω_r^2 pour faire apparaître $\delta\omega/\Omega_r \ll 1$.

$$\underline{x}_1 = \frac{2\delta\omega F/(m\omega_1\Omega_r^2)}{1 - 2\frac{\delta\omega}{\Omega_r}(2\frac{\delta\omega}{\omega_r} - i\frac{\gamma_1}{\Omega_r})}$$

Au premier ordre,

$$\underline{x}_1 \simeq \frac{2\delta\omega F}{m\omega_1\Omega_r^2} \left(1 - 2i\frac{\gamma_1\delta\omega}{\Omega_r^2} \right)$$

19.

$$\Im(\underline{X}_1) \simeq -\frac{4\gamma_1\delta\omega^2 F_0}{m\omega_1\Omega_r^4}$$

En utilisant le résultat de la question 14, on peut écrire

$$\langle P \rangle = \frac{2\gamma_1\omega \delta\omega^2 F_0^2}{m\omega_1\Omega_r^4} .$$

Comme $\omega = \omega_1 + \delta\omega$, et comme $\delta\omega$ est supposé petit, on peut confondre ω et ω_1 au numérateur

$$\langle P \rangle \simeq \frac{2\gamma_1 \delta\omega^2 F_0^2}{m\Omega_r^4} .$$

On vérifie que $\langle P \rangle = 0$ si $\delta\omega = 0$, comme déjà signalé en réponse à la question 16 et en conformité avec le creux central des figures 2b et 2c. L'expression de $\langle P \rangle$ montre que ce creux doit présenter une allure parabolique autour de 0 : cela semble être le cas sur la figure 2c, mais la figure 2b est trop étroite pour qu'on se prononce.

Lorsque $\delta\omega$ devient grand, on ne peut pas utiliser les résultats des questions 18 et 19, il faut revenir à celui de 17.

On calcule laborieusement

$$\Im(X_1) = -\frac{4F_0}{(m\omega_1)} \frac{\gamma_1 \delta\omega^2}{(4\delta\omega^2 - \Omega_r^2)^2 + 4\delta\omega^2 \gamma_1^2} \sim -\frac{Cste}{\delta\omega^2} \quad \text{si } \delta\omega \rightarrow \infty.$$

Si $\delta\omega \rightarrow \infty$, $\Im(X_1) \rightarrow 0$ et $\langle P \rangle$ tend vers 0 avec une concavité tournée vers le haut, en accord avec les courbes des figures 2b et 2c loin de l'origine.

Il est difficile de trouver la largeur du creux et la réponse qui suit est incertaine. Au voisinage de 0, j'ai trouvé

$$\Im(X_1) \simeq Cste \frac{\delta\omega^2}{\delta\omega^2 + \frac{\Omega_r^4}{4\gamma_1^2}}.$$

La fonction $f : x \rightarrow x^2/(x^2 + a)$ présente un creux pour $x = 0$ (elle s'annule), tend vers 1 si x tend vers l'infini et vaut 1/2 si $x = \sqrt{a}$. J'en déduis la demi-largeur du creux $\delta\omega_{1/2} = \sqrt{\frac{\Omega_r^4}{2\gamma_1^2}}$ ou encore $\delta\omega_{1/2} = \Omega_r^2/(2\gamma_1)$.

20. La longueur d'onde jaune des lampes au sodium a une longueur d'onde de 589 nm. On calcule $\omega_1 = 2\pi c/\lambda = 6,28 \times 3.10^8/(600.10^{-9})$ qui donne $\omega = 4.10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$.

21.

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= 6,1.10^7 \text{ rad.s}^{-1} \ll \omega_1 = 4.10^{15} \text{ rad.s}^{-1} \\ \Omega_r &= 0, 2\gamma_1 < \gamma_1 \ll \omega_1 \end{aligned}$$

Sur la figure 3, on voit que $|\delta\omega| \leq 30.10^6 \text{ rad.s}^{-1}$, et comme $\omega_1 = 4.10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$, on a bien $|\delta\omega| \ll \omega_1$.

22. Ligne 128, on lit que K est proportionnel à l'intensité du laser de couplage, et comme $K = m\Omega^2$, on en déduit : $\Omega^2 \propto I$. D'après le résultat de la question 11, $\Omega_r = \Omega^2/\omega_1$, donc $\Omega_r \propto I$.

23. Par définition, $k = n\omega/c$.

24. On a admis au début de la partie III l'expression $n = 1 + Cx_1(\omega)/F$. D'après les résultats des questions 16 à 18, x_1 s'annule pour $\delta\omega = 0$, c'est à dire pour $\omega = \omega_1$. Donc pour cette pulsation particulière, associée à la transition de l'état 3 vers l'état 1, $n = 1$. On le vérifie sur la figure 3b et on le lit dans le texte ligne 135.

25. La partie réelle de n est l'indice de réfraction, sa partie imaginaire n'' est l'indice d'extinction. Le gaz est transparent lorsque l'indice d'extinction est nul, et presque transparent lorsque n'' est « assez petit ». L'intervalle pour lequel cela se produit correspond donc à la largeur du creux étudié dans la question 19. Sa demi-largeur est

$$\delta\omega_{1/2} = \frac{\Omega_r^2}{2\gamma_1} = \frac{(0,2\gamma_1)^2}{2\gamma_1} \quad \delta\omega_{1/2} = 0,02\gamma_1 = 1,3.10^6 \text{ rad.s}^{-1}.$$

Sur la figure 3a, on voit que la transmission est forte quand $\delta\omega$ varie de $\pm 2.10^6 \text{ rad.s}^{-1}$ autour de 0 : ce résultat est compatible avec la valeur calculée pour $\delta\omega_{1/2}$.

La largeur de cet intervalle est proportionnelle à Ω_r^2 , donc à I^2 .

26. On a déjà évoqué ce point dans la question 24. Pour $\omega = \omega_1$, $\delta\omega = 0$, $x_1 = 0$, $n = 1$ et donc $v_\varphi = c$.

27. La question n'est pas très bien posée : il n'est pas utile de dériver le nombre d'onde $1/\lambda$, il vaut mieux dériver $2\pi/\lambda$. En effet, la partie réelle de k est $k_r = n_r\omega/c$, elle est liée à la longueur d'onde par $k_r = 2\pi/\lambda$. La vitesse de groupe est définie par $v_g = d\omega/dk_r$, donc

$$\frac{1}{v_g} = \frac{dk_r}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{n_r\omega}{c} \right) = \frac{1}{c} \left(\omega \frac{dn_r}{d\omega} + n_r \right) \quad \boxed{v_g = \frac{c}{n_r + \omega \frac{dn_r}{d\omega}}} .$$

28. La question 24 et la figure 3b nous ont appris que n_r est proche de 1 pour $\delta\omega$ voisin de 0. Sur la figure 3b, on voit aussi que n_r est fortement croissant pour $\delta\omega \in [-4.10^6, 4.10^6]$ rad.s⁻¹. Dans cet intervalle, la dérivée $dn_r/d\omega$ est forte et, d'après l'expression démontrée dans la question précédente, $v_g \ll c$: la lumière est très ralentie.

29. D'après le résultat de la question 17, on a

$$\Re(\underline{X}_1) = \frac{2F_0\delta\omega}{m\omega_1\Omega_r^2} \quad \text{donc} \quad n_r = 1 + \frac{2C(\omega - \omega_1)}{m\Omega_r^2\omega_1} \quad \frac{dn_r}{d\omega} = \frac{2C}{m\Omega_r^2\omega_1} .$$

Comme $n_r(\omega_1) = 1$, on en déduit

$$\boxed{v_g = \frac{c}{1 + \frac{2C}{m\Omega_r^2}}} .$$

30. Soit t_1 le temps mis par la lumière pour traverser le dispositif sans atome, et t_2 avec les atomes. L'écart entre ces deux durées est

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{\ell}{v_g} - \frac{\ell}{c} = \ell \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{c} \right) \quad \text{d'où} \quad v_g = \frac{c}{1 + c\Delta t/\ell}$$

Sur la figure 4, on lit $\Delta t = t_2 - t_1 = 7 \mu\text{s}$ et sur la légende de la figure 3, $\ell = 229 \mu\text{m}$. On en déduit

$$v_g = \frac{3.10^8}{1 + \frac{3.10^8 \times 7.10^{-6}}{229.10^{-6}}} = \frac{3.10^8}{1 + 10^7} = \frac{3.10^8}{10^7} = 30 \text{ m.s}^{-1}$$

La lumière est tellement ralentie qu'on aurait pu dès le départ négliger t_1 devant t_2 pour écrire $v_g \simeq \ell/\Delta t$. Le résultat est conforme à la ligne 8 du texte : la vitesse de la lumière est divisée par 10 millions par rapport à sa valeur dans le vide.

31. On peut négliger le terme 1 au dénominateur du résultat de la question 29 pour écrire

$$v_g(\omega_1) = \frac{mc\Omega_r^2}{2C} .$$

Donc $v_g \propto \Omega_r^2 \propto I^2$ d'après la question 22.

32. En augmentant I , on augmente $\delta\omega$ d'après la question 25 : l'intervalle de transparence devient plus large, on peut utiliser des impulsions présentant un spectre plus large, c'est à dire des impulsions plus étroites. Mais en contrepartie, la vitesse de groupe augmente alors que le but de la manipulation est de l'abaisser. Le choix de la valeur de I résulte donc d'un compromis.