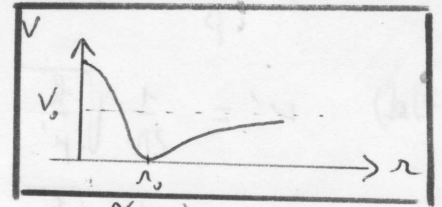


1) a) $V(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} V_0$

$$V(r) = V_0 (1 - e^{-\beta(r-r_0)}) \approx V_0 e^{-\beta(r-r_0)} \gg V_0$$

$$\frac{1}{V_0} \frac{dV}{dr} = 2\beta (1 - e^{-\beta(r-r_0)}) e^{-\beta(r-r_0)} = 0 \Leftrightarrow 1 = e^{-\beta(r-r_0)} \Leftrightarrow r = r_0$$



r_0 correspond à l'énergie potentielle la + basse, donc à la position d'équilibre
 V_0 : énergie potentielle quand distance ∞ , soit énergie potentielle de dissociation

$$\boxed{\beta \sim \frac{1}{L}}$$

1) b) si $r \rightarrow r_0$ alors $e^{-\beta(r-r_0)} \approx 1 - \beta(r-r_0)$ et $\boxed{V(r) \approx V_0 \beta^2 (r-r_0)^2}$

modélisation par un ressort ($E_p = \frac{1}{2} k (r-r_0)^2$)

$$\boxed{k = 2V_0 \beta^2}$$

(vrai pour $r-r_0 \ll \frac{1}{\beta}$)

2) a) Rel⁺ fond. syst. m, dans Rel_{labo} = galiléen :

Equil $\xrightarrow{r_0}$

Mouv^t $\xrightarrow{x_1}$ $\xrightarrow{x_2}$

$$\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = -k(r-r_0) \vec{u}$$

$\uparrow \quad \quad \uparrow$
 dist^o CO - dist^o CO à l'équilibre
 allongement du ressort, soit $x_2 - x_1$

$$\begin{cases} m_1 \ddot{x}_1 = +k(x_2 - x_1) & (a) \\ m_2 \ddot{x}_2 = -k(x_2 - x_1) & (b) \end{cases}$$

b) Multiplier (a) par m_2
 (b) par m_1
 Retrancher (b) - (a) $\Rightarrow$

$$m_1 m_2 \ddot{x}_2 - m_1 m_2 \ddot{x}_1 = -(m_1 k(x_2 - x_1) + m_2 k(x_2 - x_1))$$

$$\underline{m_1 m_2 (\ddot{x}_2 - \ddot{x}_1) = -(m_1 + m_2) k (x_2 - x_1)}$$

$$\boxed{(x_2 - x_1)'' + \frac{k(m_1 + m_2)}{m_1 m_2} (x_2 - x_1) = 0}$$

$$x = x_2 - x_1 = A \cos \omega_0 t + B \sin \omega_0 t$$

$$\boxed{\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{\mu}}} \quad \boxed{\nu_0 = \frac{1}{T_0} = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}}}$$

d) $k = 4\pi^2 \nu_0^2 \mu$ ν_0 connu
 $k = 2V_0 \beta^2$ V_0 connue
 μ connue $\Rightarrow$

$$\underline{k = 4\pi^2 \nu_0^2 \mu} = \frac{6,425 \cdot 10^{12} \times 16 \times 10^{-3} \times 4\pi^2}{28 \times 6,02 \cdot 10^{23}} = 1856 \text{ N.m}^{-1}$$

$$\underline{\beta} = \sqrt{\frac{k}{2V_0}} = \sqrt{\frac{1856}{2 \times 1,77 \times 10^{-8}}} = 2,3 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$$

$$\lambda_g = \frac{1}{\beta} = 0,44 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

(plus grand que $(1 - \gamma_0) \Leftrightarrow (1 - \gamma_0) < 10^{-12} \text{ m}$)

$$2a) \quad \nu' = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu'}} \quad \left\{ \begin{array}{l} \nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \end{array} \right. \Rightarrow$$

$$\nu' = \nu \sqrt{\frac{\mu}{\mu'}} = \nu \sqrt{\frac{m_1}{m_1'} \cdot \frac{(m_2 + m_1')}{(m_2 + m_1)}}$$

$$\underline{\nu' = 6,425 \cdot 10^{13} \sqrt{\frac{12}{13} \frac{(16+13)}{(16+12)}} = 6,28 \cdot 10^{13} \text{ Hz}}$$

(L'interaction électrostat. n'est pas modifiée par le nb de neutrons, donc k est identique pour ^{12}CO et ^{13}CO)

$$\nu' - \nu = -0,143 \cdot 10^{13} \text{ Hz} = -14,3 \cdot 10^{11} \text{ Hz}$$

on peut séparer ν et ν' en spectroscopie infrarouge

3) a) Infrarouge $\Rightarrow \lambda \geq 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ grande devant les dimensions de CO $\sim 10^{-9} \text{ m}$
donc $\vec{E}_0$ est vu comme uniforme par CO à t donné.

$$b) \quad \begin{cases} m_1 \ddot{x}_1 = +k(x_2 - x_1) + \delta E_0 e^{i\omega t} & x(-m_2) \\ m_2 \ddot{x}_2 = -k(x_2 - x_1) - \delta E_0 e^{i\omega t} & x(m_1) \end{cases} \quad \text{soustraire} \Rightarrow m_1 m_2 (x_2 - x_1)'' = k(m_1 + m_2)(x_2 - x_1) - \delta E_0 e^{i\omega t} (m_1 + m_2)$$

$$c) \quad \mu \ddot{s} = -ks - \delta E_0 e^{i\omega t}$$

réglé permanent $s = a e^{i\omega t}$

$$\Rightarrow -a\omega^2 \mu = ka - \delta E_0$$

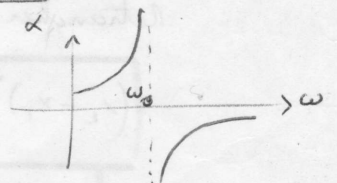
$$\Rightarrow a = \frac{\delta E_0}{-k + \mu\omega^2} \Rightarrow \boxed{a = \frac{\delta E_0}{\mu(\omega^2 - \omega_0^2)}}$$

$$d) \quad \vec{f}_0 = \delta r_0 (-\vec{u}_x) \quad \xrightarrow{+5C \quad -5C} \vec{u}_x$$

$$\vec{f}_0 + \vec{f}_e^{i\omega t} = \delta(r_0 + (x_2 - x_1))(-\vec{u}_x)$$

$$\vec{f}_e^{i\omega t} = -\delta(x_2 - x_1) \vec{u}_x \quad \Rightarrow \quad \vec{f} = -\delta a \vec{u}_x = -\frac{\delta^2 E_0 \vec{u}_x}{\mu(\omega^2 - \omega_0^2)} = \alpha \sum \vec{E}_0 \vec{u}_x$$

$$\Rightarrow \alpha = \frac{\delta^2}{\sum \mu(\omega_0^2 - \omega^2)}$$



$\alpha \rightarrow \infty$ (résonance)
 $\omega \rightarrow \omega_0$

tenir compte du rayonnement de freinage des charges $\rightarrow (\alpha \neq \infty)$

2ème partie

$$\begin{cases} m_1 \ddot{x}_1 = k(x_2 - x_1) - k'x_1 & (\text{en l'absence de } \vec{E}_0) \\ m_2 \ddot{x}_2 = -k(x_2 - x_1) \end{cases}$$

$$\begin{aligned} x_1 &= a_1 e^{i\omega t} \\ x_2 &= a_2 e^{i\omega t} \end{aligned}$$

$$\begin{cases} -m_1 \omega^2 a_1 = k(a_2 - a_1) - k'a_1 \\ -m_2 \omega^2 a_2 = -k(a_2 - a_1) \end{cases}$$

$$\text{coeff réels} \Rightarrow \boxed{\frac{a_1}{a_2} \in \mathbb{R}}$$

x_1 et x_2 en phase ou en opposition

Résumé vibrations de molécule

- 1) Une molécule à 2 atomes vibre comme un oscillateur.
La modélisation peut être assimilée à un ressort quand les vibrations sont de faible amplitude.
La fréquence propre de ces oscillations est de l'ordre de 10^{13} Hz pour CO.
(Rappel: $\nu_{\text{visibl}} = \frac{c}{\lambda} \approx \frac{3 \cdot 10^8}{0,6 \cdot 10^{-6}} \approx 0,5 \cdot 10^{15}$ Hz pour comparer)

Pour 2 isotopes de CO la différence des fréquences propres $\sim 10^{12}$ Hz
la spectroscopie infrarouge permet la séparation de ces fréquences.

- 2) Pour les molécules polaires (comme CO), l'action d'un champ $\vec{E}$ sinusoïdal conduit à des vibrations forcées dont l'amplitude dépend de la pulsation ω de $\vec{E}$. Il y a résonance si $\omega \rightarrow \omega_0$ où ω_0 est la pulsation propre de la molécule.

1.a) La répartition de courants est invariante selon θ et z donc $\vec{B}$ ne dépend que de ρ
Plan de symétrie : $(\Pi, \vec{e}_\rho, \vec{e}_z)$ donc $\vec{B}(\rho) \parallel \vec{e}_\phi$

$$\rightarrow \boxed{\vec{B}(\rho) = B(\rho) \vec{e}_\phi}$$

1.b) Th d'Ampère avec un contour-cercle d'axe Oz passant par Π .

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 \Sigma i$$

Orientons le contour selon $\vec{e}_\phi$: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = B 2\pi \rho$

$$\begin{cases} \text{si } \rho < a & \Sigma i = 0 & B = 0 \\ \text{si } \rho > b & \Sigma i = I - I & B = 0 \end{cases}$$

1.c) si $\rho \in]a, b[$ $\Sigma i = I$ (signet $\rightarrow d\vec{\ell}$)

$$\text{d'où } \boxed{B = \frac{\mu_0 I}{2\pi \rho} \text{ si } \rho \in]a, b[}$$

$$2.a) \boxed{\Phi(B/s) = \int_a^b B(\rho) l d\rho = \frac{\mu_0 I l \ln \frac{b}{a}}{2\pi}}$$

(rappel $\Phi = \iint \vec{B} \cdot \vec{e}_\phi \cdot d\vec{s} \vec{e}_\phi$)

2.b) $\Phi = LI$ par définition

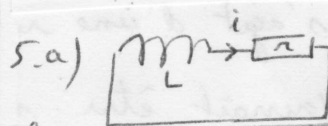
$$\text{d'où } \boxed{L = \frac{\mu_0 l \ln \frac{b}{a}}{2\pi}}$$

$$2.c) \text{ AN : } L = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1 \ln \frac{3}{1}}{2\pi} = 2 \cdot 10^{-7} \times 1,1$$

$$\underline{L = 0,22 \mu H}$$

$$2.d) L = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 66 \cdot 10^{-3} \ln \frac{40}{1}}{2\pi} = 2 \cdot 66 \cdot 37 \cdot 10^{-10}$$

$$\underline{L = 4,9 \cdot 10^{-8} H = 4,9 \cdot 10^{-2} \mu H}$$



$$\boxed{L \frac{di}{dt} + ri = 0}$$

5.b)

$$\rightarrow \boxed{i = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}}$$

(courant dans bobine)
continue

$$\boxed{\tau = \frac{L}{r}} \text{ temp caract.}$$



on obtient τ par l'intersection de la tangente
(en effet $(\frac{di}{dt})_0 = -\frac{r}{L} I_0 \rightarrow$ droite tangente $i = -\frac{r}{L} I_0 t + I_0$)
cette droite coupe l'axe des temps pour $\tau = \frac{L}{r}$

5.d) $r \rightarrow 0 \Rightarrow \tau \rightarrow \infty$ alors $i = I_0$ reste constante.

5.e) $\Phi = LI = LI_0$ se conserve donc.

5.f) $\mathcal{E} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$ pas de force électromotrice induite.

6.)

Par hypothèse (énoncé) $\Phi = cte$

Or $\Phi = LI$

Si on souhaite $I \uparrow$ alors que $\Phi = cte$ alors il faut que $L \downarrow$; pour cela, presque $L = \frac{\mu_0 l \ln \frac{b}{a}}{2\pi}$ il faut diminuer b , augmenter a c'est rapprocher les 2 cylindres.