

II. Utilisation d'un matériau piézoélectrique dans un air bag (Général 75/2020)

II.A Principe d'un accéléromètre

Q1. Bilan des actions : poids : $\vec{P} = m\vec{g} = -mgy\vec{z}$

(dans R' lié à la voiture action de contact $\vec{R} = R_x\vec{u}_x + R_y\vec{u}_y = R_x\vec{u}_x$ (pas de frottement $\Rightarrow R_y=0$)
non sollicité)

Force de rappel du ressort : $\vec{F} = -k(l-l_0)\vec{u}_x = -k(x-l_0)\vec{u}_x$

Force d'amortissement : $\vec{f} = -\alpha\vec{v} = -\alpha x'\vec{u}_x$

force d'inertie : $\vec{f}_{ie} = -m\vec{a} = -m\vec{a} = m\alpha x''\vec{u}_x$

$f_{ie} = 0$ (R' au translation / Rg)

Deuxième loi de Newton, en projection selon \vec{u}_x : $m\ddot{x} = -\alpha x - k(x-l_0) + m\alpha$

$$m\ddot{x} + \alpha x + kx = k l_0 + m\alpha$$

Q2 : On pose $X = x - l_0 \Rightarrow \dot{X} = \dot{x}$ et $\ddot{X} = \ddot{x}$

$$m\ddot{X} + \alpha X + kX = m\alpha \Rightarrow \ddot{X} + \frac{\alpha}{m}X + \frac{k}{m}X = \alpha$$

$$\Rightarrow \omega_0^2 = \frac{k}{m} \Rightarrow \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

$$\frac{\omega_0}{\alpha} = \frac{\alpha}{m} \Rightarrow Q = \frac{m\omega_0}{\alpha} = \frac{\sqrt{m k}}{\alpha}$$

$$\text{et } \omega_0 X_0 = \alpha \Rightarrow X_0 = \frac{\alpha}{\omega_0^2} = \frac{m\alpha}{k}$$

Q3. Pour $t < 0$, le référentiel R' est galiléen $\Rightarrow a = 0$

Si le système est dans cet état de puis suffisamment longtemps, on a $X(t) = 0$

Pour $t > 0$: $\ddot{X} + 2\omega_0\dot{X} + \omega_0^2 X = \omega_0^2 X_0$ ($Q = \frac{1}{2}$)

- Résolution de l'équation homogène associée :

cf. caract : $r^2 + 2\omega_0 r + \omega_0^2 = 0 \Rightarrow \Delta = 4\omega_0^2 - 4\omega_0^2 = 0$

sol. double $r = -\omega_0$

$$X_h(t) = (A + Bt)e^{-\omega_0 t}$$

- Solution particulière : $X_p(t) = X_0$

On a donc : $X(t) = (A + Bt)e^{-\omega_0 t} + X_0$

(1)

Conditions initiales : $X(0) = 0$ et $\dot{X}(0) = 0$

$$\Rightarrow X(0) = 0 \Rightarrow A + X_0 = 0 \Rightarrow A = -X_0$$

$$\dot{X}(t) = e^{-\omega_0 t} (B - \omega_0(A + Bt))$$

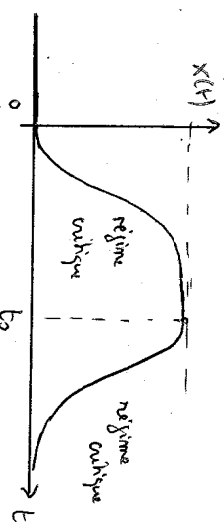
$$\dot{X}(0) = 0 \Rightarrow B - \omega_0 A = 0 \Rightarrow B = \omega_0 A = -\omega_0 X_0$$

$$\Rightarrow X(t) = X_0 [1 - (1 + \omega_0 t)e^{-\omega_0 t}]$$

Q4. Pour $t < 0$: $X(t) = 0$

Pour $0 < t < t_0$: évolution de $X = 0$ à $X = X_0$ (à $t = t_0$ on suppose le régime permanent établi)

Pour $t > t_0$: voiture immobilisée : la masse revient à l'équilibre $X \rightarrow 0$



II.B Utilisation du matériau piézoélectrique

Q5. Accélération moyenne : $a_{moy} = \frac{\Delta V}{\Delta t} = -10,0 \text{ m.s}^{-2}$

Q6. $a_{moy} = \frac{\Delta V}{\Delta t} = -167 \text{ m.s}^{-2}$

Q7. $\|\vec{g}\| = m|a|$ et la tension aux bornes du quartz : $U = \chi \|\vec{g}\| = \chi m|a|$

Donc $U_1 = \chi m |a_{moy}| = 0,170 \text{ V}$ } L'écart est décelable.

$$U_2 = \chi m |a_{moy}| = 2,82 \text{ V}$$

Q8. $Q = 1/2 \Rightarrow$ régime cubique, \Rightarrow régime qui permet d'atteindre le régime permanent le plus rapidement sans oscillations

\Rightarrow nécessaire pour que le système réagisse vite après le choc.

Si le régime permanent n'est pas atteint avant t_0 , il pourrait y avoir confusion entre le cas 1 et le cas 2 en cas de choc brutal (la tension multipliant par une valeur suffisante pour déclencher les air bag).

(2)

II. Caractéristiques piézoélectrique

Q9] - k_3 : force de rappel élastique \rightarrow produit l'élasticité de la poutre en flexion

- α_3 : force de β_{eff} \rightarrow produit l'aplanissement de l'air ambiant

Q10] On écrit, en notation complexe, l'éq. différentielle

$$M(j\omega) \underline{z} + \alpha j\omega \underline{z} + k_3 \underline{z} = \underline{F_e}(t)$$

$$-M\omega^2 \underline{z}_m e^{j\omega t} + \alpha j\omega \underline{z}_m e^{j\omega t} + k_3 \underline{z}_m e^{j\omega t} = \underline{F_0} e^{j\omega t}$$

$$\Rightarrow \underline{z}_m = \frac{F_0}{-M\omega^2 + k_3 + \alpha j\omega}$$

Q11] pour $\omega = \omega_0 = \sqrt{k_3/M}$, on a $k_3 - M\omega_0^2 = 0$ et $\underline{z}_m(\omega_0) = \frac{F_0}{\alpha j\omega_0}$

$$|z_m| = \frac{F_0}{\alpha \omega_0} = \frac{F_0}{\alpha} \sqrt{\frac{M}{k_3}} \text{ amplitude de du } m\sqrt{s}$$

$$\text{on } \underline{z}_m = -\frac{j}{2} \Rightarrow z(t) = \frac{F_0}{\alpha} \sqrt{\frac{M}{k_3}} \cos(\omega_0 t - \frac{\pi}{2})$$

La poutre vibre à la pulsation ω_0 avec un retard de phase de $\frac{\pi}{2}$ / $F_e(t)$

$F_e(t)$ et $z(t)$ en quadrature de phase

Q12] la vitesse vérifie: $\underline{v}_3 = j\omega_0 \underline{z}$ (car $v_3 = \frac{dz}{dt}$)

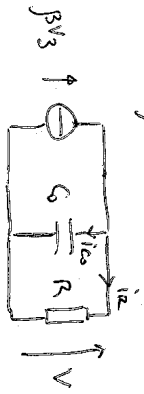
$$= \frac{F_0}{\alpha} e^{j\omega_0 t} \Rightarrow v_3(t) = \frac{F_0}{\alpha} \cos(\omega_0 t)$$

$v_3(t)$ et $F_e(t)$ sont en phase.

$$Q13.] [P] = \frac{[P_{ave}]}{[P_{max}]} \Rightarrow [P] v_3 = \frac{[P_{ave}]}{[P_{max}]} [v_{max}] = \frac{[P_{max}]}{[P_{max}]} = [1] \text{ (unité)}$$

$\Rightarrow P v_3$ est bien homogène à une intensité électrique

Q14.]



On peut déterminer i_R , par un diviseur de courant

$$i_R = \beta v_3 \frac{\frac{1}{j\omega C}}{\frac{1}{j\omega C} + R} = \beta v_3 \frac{1}{1 + jR\omega C}$$

$$\text{et } V = R i_R = \beta v_3 \frac{R}{1 + jR\omega C}$$

$$\text{Pour } \omega = \omega_0, \text{ on a } \underline{v}_3 = \frac{F_0}{\alpha} e^{j\omega_0 t} \Rightarrow V = \frac{\beta R \frac{F_0}{\alpha}}{1 + jR\omega_0 C} e^{j\omega_0 t}$$

$$\text{et } \underline{V}_m = \frac{\beta R \frac{F_0}{\alpha}}{1 + jR\omega_0 C}$$

$$P = R I_{eff}^2 = R \frac{I_m^2}{2} \text{ et comme } V = R i_R \Rightarrow V_m = R I_m$$

$$\Rightarrow P = \frac{V_m^2}{2R} = \frac{|V_m|^2}{2R} = \frac{\beta^2 \frac{F_0^2}{\alpha^2} R}{2(1 + (R\omega_0 C)^2)}$$

est bien prop à F_0^2

II CCINP MP 2024 - La marche du berger landais sur échasses

II.1 Etude de la phase d'oscillation gauche

18. • Référentiel du buste galiléen

- Système : {Jambe (j)}

La pivot d'axe ($F_a j$) étant supposée idéale, l'application du théorème du moment cinétique (scalaire) autour de l'axe fixe ($F_a j$) donne :

$$J_F \dot{\theta} = -m_j g \Delta \sin(\theta) \iff \dot{\theta} + \frac{m_j g \Delta}{J_F} \sin(\theta) = 0 \quad (\text{II.1})$$

Remarque : Pour le signe : sur le schéma 7b, $\theta \geq 0$ (cf. sens de rotation positif en haut à gauche du schéma) et le moment scalaire du poids autour de ($F_a j$) entraîne le système vers le sens de rotation indirect autour de ($F_a j$).

19. (a) Des oscillations sont isochrones soit leur période est indépendante de l'amplitude de l'oscillation.

- (b) Dans l'approximation des petits angles, (II.1) devient :

$$\dot{\theta} + \frac{m_j g \Delta}{J_F} \theta = 0 \quad (\text{II.2})$$

On reconnaît une équation d'oscillateur harmonique : les oscillations sont isochrones.

- (c) On identifie :

$$\omega_{\text{os}} = \sqrt{\frac{m_j g \Delta}{J_F}} \quad (\text{II.3})$$

On en déduit, en remarquant que la durée d'oscillation est la moitié de la période de l'oscillateur harmonique :

$$\tau_{\text{os}} = \frac{T}{2} = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\omega_{\text{os}}} = \pi \sqrt{\frac{J_F}{m_j g \Delta}} = \tau_{\text{os}}$$

II.2 Etude de la phase de double contact

20. • Référentiel terrestre galiléen

- Système (Σ)
- Dans le modèle proposé :
- le buste a une énergie cinétique ne variant pas, mais une énergie potentielle de pesanteur variant : $\Delta \mathcal{E} = m_b g h$

- la jambe droite (j_d) a une énergie potentielle ne variant pas, mais une énergie cinétique de rotation variant : $\Delta \mathcal{E}_d = \frac{1}{2} J_{O'} \Omega(\tau_{dc})^2 - \frac{1}{2} J_{O'} \Omega(0)^2 = \frac{1}{2} J_{O'} \Omega(\tau_{dc})^2$

- la jambe gauche a la même variation d'énergie mécanique que la jambe droite : $\Delta \mathcal{E}_g = \frac{1}{2} J_{O'} \Omega(\tau_{dc})^2$

Ainsi, la variation totale d'énergie mécanique de (Σ) est

$$\Delta \mathcal{E} = m_b g h + J_{O'} \Omega(\tau_{dc})^2 \quad (\text{II.4})$$

II.3 Coût énergétique et pas optimal de la marche ordinaire

21. Le théorème de l'énergie mécanique appliqué au système (Σ) dans le référentiel terrestre galiléen entre $t = 0$ et $t = \tau_{dc}$ donne :

$$\Delta \mathcal{E} = \int_{t=0}^{t=\tau_{dc}} \mathcal{P} dt \simeq \mathcal{P} \tau_{dc}$$

avec \mathcal{P} la puissance des forces non conservatives qui travaillent, soit ici uniquement la puissance des muscles (la réaction du sol ne travaille pas, car la vitesse des pieds par rapport au sol est nulle). On a supposé, comme indiqué, $\mathcal{P} \simeq \text{cste}$.

Il en découle :

$$\mathcal{P} = \frac{\Delta \mathcal{E}}{\tau_{dc}}$$

22. En utilisant (II.4) et (II.3), on détermine :

$$\mathcal{P} = \frac{m_b g h}{\tau_{dc}} + \frac{J_{O'} \omega_{\text{os}}^2}{\tau_{dc}} = \frac{m_b g h}{\tau_{dc}} + \frac{J_{O'} m_j g \Delta}{J_F \tau_{dc}}$$

Puis, avec l'expression de h et de $\tau_{dc} = \frac{p}{V_{dc}}$, on trouve :

$$\mathcal{P} = \frac{m_b g p^2 V_{dc}}{2l_j p} + \frac{J_{O'} m_j g \Delta V_{dc}}{J_F p} = g V_{dc} \left(\frac{J_{O'} m_j \Delta}{J_F p} + \frac{m_b p}{2l_j} \right)$$

23. On dérive \mathcal{P} par rapport à p et on détermine la valeur de p rendant \mathcal{P} minimal :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{P}}{dp} &= g V_{dc} \left(\frac{m_b}{2l_j} - \frac{J_{O'} m_j \Delta}{J_F p^2} \right) = 0 \\ \Rightarrow p &= \pm \sqrt{\frac{2l_j J_{O'} m_j \Delta}{m_b J_F}} \end{aligned}$$

En ne gardant que la seule solution physique positive :

$$\rho_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{2I_j J_0 m_j \Delta}{m_b J_p}}$$

24. A.N. : $\rho_{\text{opt}} = 0,4 \text{ m}$, ce qui semble très cohérent avec la réalité.

Remarque : Juste pour aller au bout du modèle, en prenant la valeur du moment d'inertie dans le cas d'une jambe à masse uniforme et en supposant que $\tau_{\text{dc}} \simeq \tau_{\text{cs}}$, on aboutirait à $V_{\text{dc,opt}} = 2 \text{ km/h}$, ce qui est du bon ordre, mais un peu faible par rapport à une vitesse de marche réelle. Mais le modèle effectué reste discutable (variation d'énergie cinétique identique pour les deux jambes, alors qu'elles ne parcourent pas le même angle pendant la même durée, répartition de masse uniforme pour les jambes).

III Centrale MPI 2024 - Point de Lagrange L_2

27. Le référentiel \mathcal{R}_h est le référentiel héliocentrique ou référentiel de Kepler.

Remarque : Subtilité : Ce référentiel coïncide quasiment avec le référentiel de Copernic. La différence est que le référentiel héliocentrique a pour origine le centre du Soleil, alors que le référentiel de Copernic a pour origine le centre de masse du système solaire. (Je pense que la réponse "référentiel de Copernic" serait acceptée au concours.)

28. Un référentiel galiléen est un référentiel dans lequel le principe d'inertie (ou 1ère loi de Newton) est vérifié, i.e. dans lequel tout système isolé possède un mouvement rectiligne uniforme.

Si on considère le référentiel \mathcal{R}_h galiléen, alors tous les autres référentiels galiléens sont en translation rectiligne uniforme par rapport à \mathcal{R}_h . Ce n'est pas le cas du référentiel \mathcal{R} : \mathcal{R} n'est donc pas un référentiel galiléen.

29. Référentiel \mathcal{R} en rotation uniforme autour de l'axe (Sz) fixe dans \mathcal{R}_h

- Système : {Télescope JWST}

Principe fondamental de la dynamique, à l'équilibre :

$$\vec{0} = \vec{F}_{g,S} + \vec{F}_{g,x} + \vec{f}_{ie} + \vec{f}_{ic} \quad (\text{III.1})$$

avec :

- à l'équilibre dans \mathcal{R} , $\vec{f}_{ic} = \vec{0}$

- la force gravitationnelle exercée par le Soleil : $\vec{F}_{g,S} = -\frac{GM_S m}{(d_{TS} + r_{L_2})^2} \vec{e}_x$

- la force gravitationnelle exercée par la Terre : $\vec{F}_{g,S} = -\frac{GM_T m}{r_{L_2}^2} \vec{e}_x$

- la force d'inertie d'entraînement : $\vec{f}_{ie} = m\omega^2 (d_{TS} + r_{L_2}) \vec{e}_x$

Ainsi, on aboutit à

$$\vec{0} = -\frac{GM_S m}{(d_{TS} + r_{L_2})^2} \vec{e}_x - \frac{GM_T m}{r_{L_2}^2} \vec{e}_x + m\omega^2 (d_{TS} + r_{L_2}) \vec{e}_x \quad (\text{III.2})$$

30. On peut proposer deux méthodes :

(a) représenter graphiquement $F(R, \alpha)$ en fonction de R et encadrer la valeur de R où $F(R, \alpha)$ s'annule.

(b) procédure itérative : on sait que $R_{\text{min}} > 0$. Donc, on propose de prendre un R_{min} infiniment proche de 0 (sans toutefois prendre $R_{\text{min}} = 0$, car cela impliquerait $r_{L_2} = 0$, ce qui poserait un problème dans la définition de la force gravitationnelle exercée par la Terre) : par exemple, $R_{\text{min}} = 10^{-10}$. Puis, on crée une boucle while permettant de tester toutes les valeurs $R_{\text{max}} = R_{\text{min}} + k \times p$ (avec p un pas assez faible et k un entier naturel) jusqu'à ce que le produit $F(R_{\text{min}}, \alpha) \times F(R_{\text{max}}, \alpha)$ soit négatif.

31. A.N. : $r_{L_2} = 1,4 \times 10^6 \text{ km}$

32. On détermine ce système différentiel en appliquant le principe fondamental de la dynamique au système {Télescope} dans le référentiel non galiléen \mathcal{R} . Il faut alors considérer les deux forces gravitationnelles exercées par le Soleil et la Terre, ainsi que les deux forces d'inertie d'entraînement et de Coriolis. Enfin, on projette selon les vecteurs $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$.

$$33. \text{ Vitesse : } \vec{v}/\mathcal{R} = \left(\frac{dS\vec{M}}{dt} \right)_{\mathcal{R}} = \dot{\varepsilon}_x \vec{e}_x + \dot{\varepsilon}_y \vec{e}_y + \dot{\varepsilon}_z \vec{e}_z$$

D'où la force d'inertie de Coriolis :

$$\vec{f}_{ic} = 2m\omega \dot{\varepsilon}_z \vec{v}/\mathcal{R} = 2m\omega \dot{\varepsilon}_x \vec{e}_y - 2m\omega \dot{\varepsilon}_y \vec{e}_x \quad (\text{III.3})$$

En divisant par la masse m , on vérifie bien que les termes $2\omega \dot{\varepsilon}_y$ et $-2\omega \dot{\varepsilon}_x$ sont liés à la projection de la force d'inertie de Coriolis selon les axes (Sx) et (Sy) .

34. L'équation selon z du système (III.2) de l'énoncé est celle d'un oscillateur harmonique de pulsation propre 2ω : c'est une équation différentielle stable. Cela implique que le système ne s'éloignera pas selon \vec{e}_z du point de Lagrange : il est uniquement nécessaire d'étudier la divergence ou convergence de $\varepsilon_x(t)$ et $\varepsilon_y(t)$ pour conclure sur la stabilité de l'équilibre.

35. On injecte les formes de solution proposées dans les deux premières équations du système différentiel (III.2) de l'énoncé :

$$p^2 \underline{A}_x = 2\omega p \underline{A}_y + 9\omega^2 \underline{A}_x \quad (\text{III.4})$$

$$p^2 \underline{A}_y = -2\omega p \underline{A}_x - 3\omega^2 \underline{A}_y \quad (\text{III.5})$$

36. Les seules solutions physiquement acceptables sont telles que $(\underline{A}_x, \underline{A}_y) \neq (0,0)$ (sinon, même à $t = 0$, on n'aura pas déplacé un petit peu le télescope de sa position d'équilibre). Deux façons de déterminer les valeurs acceptables de p :

(a) méthode par substitution : on injecte une équation dans l'autre et on aboutit à :

$$p^2 \underline{A}_x = 9\omega^2 \underline{A}_x + 2\omega p \times \frac{-2\omega p}{p^2 + 3\omega^2} \underline{A}_x$$

Comme $\underline{A}_x \neq 0$ (sinon, nécessairement, \underline{A}_y serait également nul), on conclut que :

$$p^4 + (3\omega^2 - 9\omega^2 + 4\omega^2) p^2 - 27\omega^4 = p^4 - 2\omega^2 p^2 - 27\omega^4 = 0 \quad (\text{III.6})$$

On reconnaît une équation polynomiale d'ordre 2 en $X = p^2$. Les solutions sont :

$$X = p^2 = \omega^2 \pm 2\sqrt{7}\omega^2$$

Donc :

$$p = \pm\omega \sqrt{1 + 2\sqrt{7}} \quad \text{ou} \quad p = \pm i\omega \sqrt{2\sqrt{7} - 1}$$

(b) méthode matricielle : on peut ré-écrire le système (III.4) et (III.5) sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} p^2 - 9\omega^2 & -2\omega p \\ 2\omega p & p^2 + 3\omega^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{A}_x \\ \underline{A}_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

La solution triviale $(0,0)$ n'étant pas physique, on souhaite que ce système d'équations admette d'autres solutions. Le seul moyen est que le déterminant de la matrice soit nul. Cela conduit à l'équation (III.6).

Le seul terme p provoquant une divergence de $\underline{\varepsilon}_x$ et $\underline{\varepsilon}_y$ avec le temps est $p = \omega \sqrt{1 + 2\sqrt{7}} \in \mathbb{R}^+$ (solution en e^{pt}). Ainsi, $\varepsilon_x(t)$ et $\varepsilon_y(t)$ divergeront aux temps infinis : le point de Lagrange L_2 est instable.

37. Le temps caractéristique de divergence de $\varepsilon_x(t)$ et $\varepsilon_y(t)$ est lié à p par : $\tau = \frac{1}{p}$.

$$\text{A.N. : avec } \omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{365.25 \text{ jours}}, \quad \tau = 23.2 \text{ jours}$$

Ainsi, il sera nécessaire de replacer le télescope au voisinage de L_2 tous les 23 jours environ.

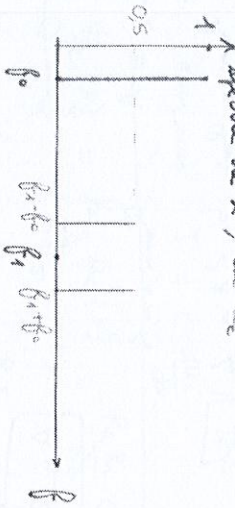
38. La position L_2 est à la fois assez proche de la Terre (par rapport aux autres points de Lagrange) et opposée au Soleil par rapport à la Terre, ce qui évite les effets d'avantage du télescope par la lumière solaire.

1. $x(t) = \cos(2\pi f_0 t)$

$$x_e(t) = \cos(2\pi f_0 t) \times \cos(2\pi f_s t)$$

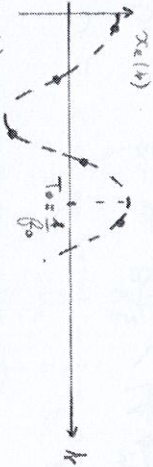
$$= \frac{1}{2} [\cos(2\pi(f_0 + f_s)t) + \cos(2\pi(f_0 - f_s)t)]$$

Spéctres associés :



2.

$f_0 = \frac{4}{3} f_s$
 $\Rightarrow T_e = \frac{T_0}{4}$

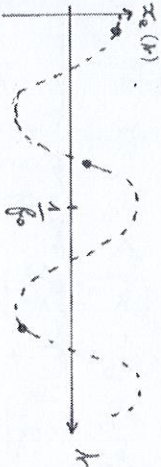


$f_0 = 2f_s$



$f_0 = \frac{4}{3} f_s$

$\Rightarrow T_e = \frac{3}{4} T_0$

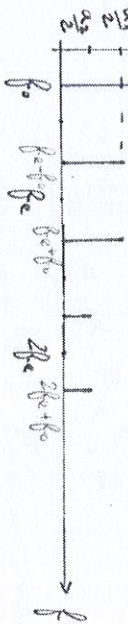
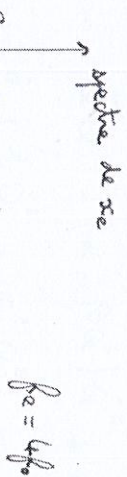


$x_e(t)$: les points (0) uniquement.

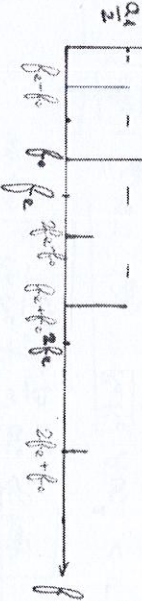
Ici avec les points on reconstitue un signal qui n'est beaucoup plus l'estimé que le signal d'origine.

$\Rightarrow f_e = \frac{4}{3} f_0$ induit une perte d'information sur $x(t)$.

3.



$f_e = \frac{4}{3} f_0$



Pour $f_e = \frac{4}{3} f_0$ les motifs prééchantillonnés se chevauchent :

$f_e - f_0 < f_0$; $2f_e - f_0 < f_e + f_0 \dots$

f_0 devient $f_e - f_0$ c'est à dire que le repliement de la composante f_0 a lieu autour de $f_e/2$. Pour éviter ce repliement il faut $f_0 \leq f_e/2$.

4. On a vu qu'il fallait $f_0 \leq \frac{f_s}{2}$ pour éviter un repliement (question 3). A la question 2, on a vu que $f_e = 2f_0$ est satisfaisant pour restaurer le signal à f_0 .

On en déduit le critère de Shannon - Nyquist :

$f_e \geq 2f_0$

5. Critère de Shannon - Nyquist généralisé:

$$f_c \geq 2 f_{max}$$

Pour un signal sonore audible, on prend généralement $f_{max} = 20 \text{ kHz}$. Il faut donc $f_c \geq 40 \text{ kHz}$. En pratique l'industrie a choisi $f_c = 44,1 \text{ kHz}$

Critère vérifié:

↑ spectre de X_e



Critère non vérifié:

↑ spectre de X_e



6. Un filtrage avec un filtre passe-bas permet de récupérer l'intégralité du signal d'origine, à condition de laisser passer les composants jusqu'à f_{max} et de couper celles supérieures à $f_c - f_{max}$.

Il faut donc

$$f_{max} < f_c \ll f_c - f_{max}$$

Remarque: si le filtre a une pente très grande (cas classique)

$$f_{max} < f_c < f_c - f_{max} \text{ suffit.}$$

7. Nombre d'échantillons: $N = f_c \times \Delta t$

Pour chaque échantillon, il faut 2x 16 bit car à-dire 4 octets.

⇒ Il faut prévoir une bande de filière musicale de

$$f_c \times \Delta t \times 4 = \frac{4^N}{79 \cdot 10^3} \text{ octets}$$

soit environ 790 Mo