

# TD 115 - Moment cinétique

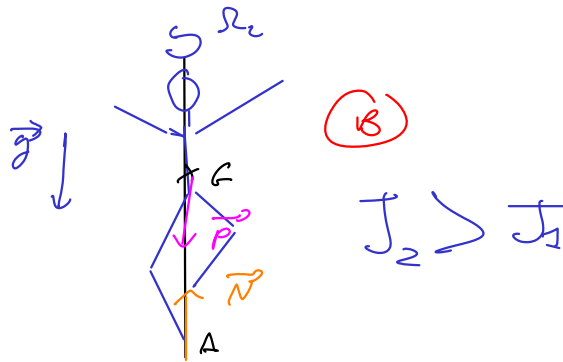
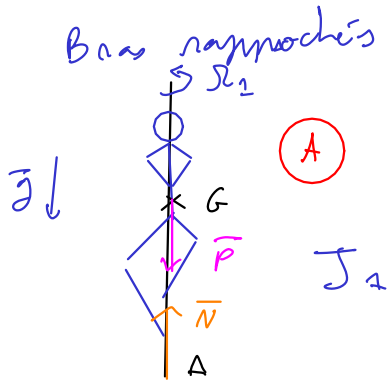
## 11 - Patinage artistique

Observations: quand le patineur écarte ses bras, sa vitesse de rotation  $\downarrow$  (1)  
 quand il ramène ses bras vers le corps sa vitesse de rotation  $\uparrow$  (2)

(1) : Moment cinétique / axe de rot  $J_1 \rightarrow$   
 (2) :  $J_2 \downarrow$

Interprétation:

Bras écartés



Sph : patineur

Rf : patinoire, galiléenne

SDF : - poids  $\vec{P}$

- réaction normale  $\vec{N}$

- frottements négligés

Th du moment cinétique appliqué au patineur,

$$\frac{dL_A}{dt} = \underbrace{\sum \vec{G}(\vec{P})}_0 + \underbrace{\sum \vec{G}_A(\vec{N})}_0 \Rightarrow L_A = \text{cte}$$

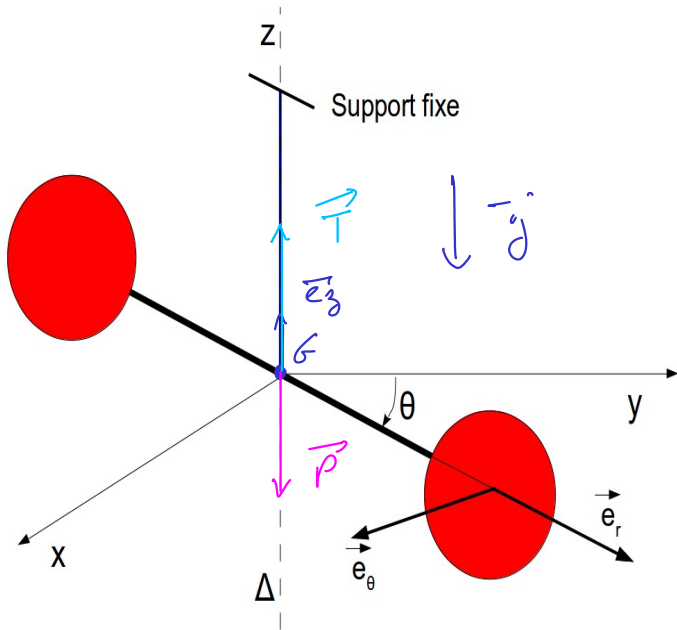
En (A) :  $L_A = J_1 \Omega_1$

En (B) :  $L_A = J_2 \Omega_2$

or  $J_1 \Omega_1 = J_2 \Omega_2 \Rightarrow \Omega_2 = \Omega_1 \times \frac{J_1}{J_2}$

or  $J_2 > J_1 \Rightarrow \boxed{\Omega_1 \downarrow \Omega_2}$

# M2 - Pendule de torsion



Syst : {tige + masselottes}

Ref : labo, galiléen.

Bilan des actions mécaniques

- poids  $\vec{P} = m\vec{g}$ .

$$\mathcal{J}_{\Delta}(\vec{P}) = \underbrace{\underbrace{\vec{OG} \wedge \vec{P}}_{\vec{0}}}_{\vec{0}} \cdot \vec{e}_z$$

$$\mathcal{J}_{\Delta}(\vec{P}) = 0$$

- tension  $\vec{T} = T\vec{e}_y$

$$\mathcal{J}_{\Delta}(\vec{T}) = \underbrace{\underbrace{\vec{OG} \wedge \vec{T}}_{\vec{0}}}_{\vec{0}} \cdot \vec{e}_z$$

$$\mathcal{J}_{\Delta}(\vec{T}) = 0$$

- effet de liaison :

$$\mathcal{J}_{\Delta, \text{liaison}} = -C\theta$$

Théorème du moment cinétique par rapport à  $\Delta$  :

$$\frac{dL_{\Delta}}{dt} \Big|_{\mathcal{R}} = \mathcal{J}_{\Delta}(\vec{P}) + \mathcal{J}_{\Delta}(\vec{T}) + \mathcal{J}_{\Delta, \text{liaison}} \quad (*)$$

avec  $L_{\Delta} = J\dot{\theta}$ ,  $J$  est

$$(*) \quad J\ddot{\theta} = -C\theta \Leftrightarrow \ddot{\theta} + \underbrace{\frac{C}{J}}_{\omega_0^2} \theta = 0 \Leftrightarrow \boxed{\ddot{\theta} + \omega_0^2 \theta = 0} \quad ) \quad 0.4! \text{ de pulsation}$$

$$\boxed{\omega_0 = \sqrt{\frac{C}{J}}}$$

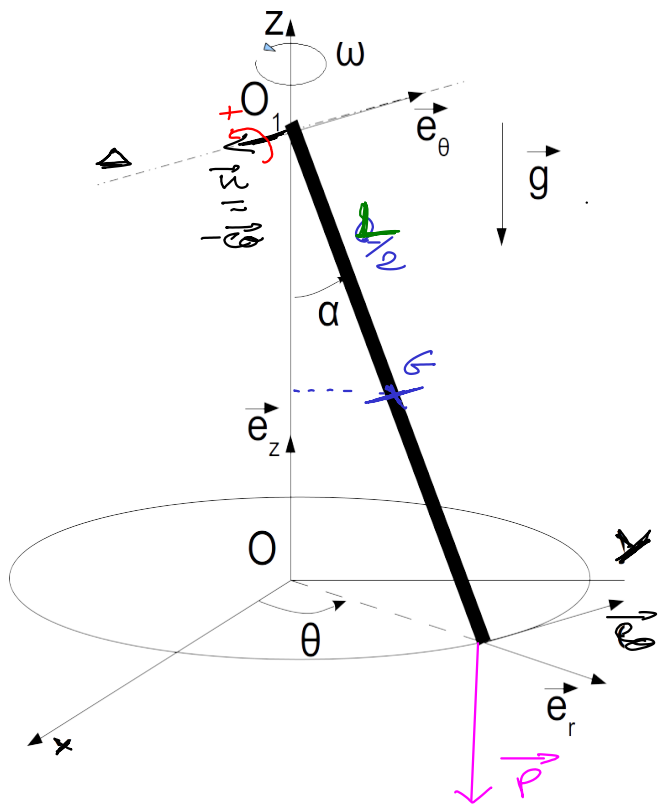
Déterminons  $C$  :  $\omega_0 = \sqrt{\frac{C}{J}} \Rightarrow C = J\omega_0^2$ .

avec  $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$  et  $J = 2m(L^2 + \frac{a^2}{5})$

$$\Rightarrow \boxed{C = 2m(L^2 + \frac{a^2}{5}) \times \frac{4\pi^2}{T_0^2}}$$

A.N. :  $\left. \begin{array}{l} m = 1 \text{ kg} \\ L = 0,20 \text{ m} \\ a = 0,03 \text{ m} \\ T_0 = 0,5 \text{ s} \end{array} \right\} C = 12,7 \text{ Nm}$

# 113 - Le pendule conique



$$1/ \vec{O}_1 \vec{O}_2 = \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ 0 \\ -\cos \alpha \end{pmatrix} \times \frac{l}{2}$$

2/ Pendule pesant.

$\Sigma$  = tige

Ref =  $\mathcal{R}$ , labo, galiléen.

BDA: base du travail ( $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z$ )

- poids  $\vec{P}$ :

$$\bullet \vec{P} = m\vec{g} = mg \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$$

$$\bullet \mathcal{G}_\Delta(\vec{P}) = (\vec{O}_1 \vec{O}_2, \vec{P}) \cdot \vec{u}$$

$$= mg \frac{l}{2} \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ 0 \\ -\cos \alpha \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$$

$$= mg \frac{l}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \alpha \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \vec{u}$$

$$= -mg \frac{l}{2} \sin \alpha \vec{u} \cdot \vec{u}$$

$$\mathcal{G}_\Delta(\vec{P}) = -mg \frac{l}{2} \sin \alpha$$

si  $\alpha > 0$ ,  $\mathcal{G}_\Delta(\vec{P}) < 0$   
 $\hookrightarrow$  tend à faire tourner la tige ds le sens horaire

- Effort du liaison: liaison pivot  
 Arceau  $\Delta$  parfaite  $\Rightarrow \mathcal{G}_\Delta$ , liaison = 0

TMC  $\Delta$  appliqué ds  $\mathcal{R}$  à  $\Sigma$ :

$$\frac{dL_\Delta(\mathcal{E})}{dt} \Big|_{\mathcal{R}} = \cancel{\mathcal{G}_\Delta, \text{liaison}} + \mathcal{G}_\Delta(\vec{P})$$

$$= -mg \frac{l}{2} \sin \alpha$$

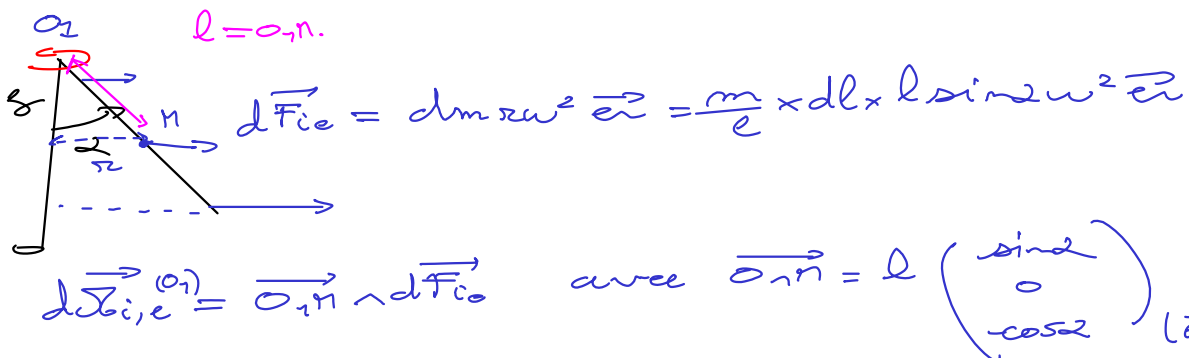
avec  $L_\Delta(\mathcal{E}) = J\Delta \dot{\alpha}$ , avec  $J\Delta = \frac{1}{3} m l^2 = \text{cte}$

$$\Rightarrow \frac{dL_\Delta}{dt} = J\Delta \ddot{\alpha}$$

$$D'où: J\ddot{\alpha} + mg \frac{l}{2} \sin \alpha = 0 \iff \ddot{\alpha} + \omega_0^2 \sin \alpha = 0$$

oscillateur anharmonique  
 du petit  $\alpha$   
 $\omega_0 = \sqrt{\frac{3g}{2l}}$

2/  $\omega \neq 0$ .



$$\vec{d}\vec{G}_{i,c} = l \begin{pmatrix} +\sin\alpha \\ 0 \\ -\cos\alpha \end{pmatrix} \times \frac{m}{L} \times dl \times l \sin\alpha \times \omega^2 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$= -\frac{m l^2}{L} \sin\alpha \omega^2 dl \times \begin{pmatrix} 0 \\ +\cos\alpha \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\underline{d\vec{G}_{i,c}(M) = \frac{m}{L} \omega^2 \cos\alpha \sin\alpha l^2 dl \vec{e}_\theta}$$

$$\vec{G}_{i,c} = \int_{\text{tige}} d\vec{G}_{i,c} = -\int_0^L \frac{m}{L} \omega^2 \cos\alpha \sin\alpha l^2 dl \vec{e}_\theta$$

$$\vec{G}_{i,c} = -\frac{1}{3} m L^2 \omega^2 \cos\alpha \sin\alpha \vec{e}_\theta$$

$$G_{\Delta i,c} = \vec{G}_{i,c} \cdot \vec{u} \Rightarrow \underline{G_{\Delta i,c} = \frac{1}{3} m L^2 \omega^2 \cos\alpha \sin\alpha}$$

2.2/ Voir 1.2. avec  $G_{\Delta i,c} \neq 0$

$$\frac{1}{3} m l^2 \ddot{\alpha} + mg \frac{l}{2} \sin\alpha - \frac{1}{3} m L^2 \omega^2 \cos\alpha \sin\alpha = 0$$

$$\Rightarrow \boxed{\ddot{\alpha} + \omega_0^2 \sin\alpha - \omega^2 \cos\alpha \sin\alpha = 0}$$

Pour  $\alpha = 0$  :

$$2 = 2\gamma = \omega k \Rightarrow \ddot{\alpha} = 0$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} \sin\alpha = 0 \Leftrightarrow \alpha = 0 \text{ (TD)} \\ \omega_0^2 - \omega^2 \cos\alpha = 0 \Leftrightarrow \cos\alpha = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \end{cases}$$

existe si  $\omega \geq \omega_0$

$$\text{Si } \omega = \omega_0 \Rightarrow \alpha = 0$$

$$\omega > \omega_0 \Rightarrow \alpha > 0 \text{ ) stable}$$

Rem :  $\alpha = 0$  devient instable pour  $\omega > \omega_0$

$$2.3/ \underline{\alpha = \pm \arccos\left(\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\right)} \text{ si } \omega \geq \omega_0$$

$$2.4/ \text{Pour } \alpha = \pm \frac{\pi}{2}, \quad \underline{\text{Hyp}} : \alpha > 0$$

$$\omega \rightarrow +\infty$$

