

1.

Théorème de la résultante cinétique :  $\frac{d}{dt} \bar{R}_x = \sum F_{e,x}$

Avant le départ des obus Système {canon + wagon + obus} :  $\bar{R}_{t<0} = -(m_1 + 2m_2)v_0 \bar{1}_x$

Au moment du départ de l'obus : Système {canon + wagon + obus} :  $\bar{R}_{t>0} = -m_1 v \bar{1}_x + 2m_2(v_r - v) \bar{1}_x$

Il n'y a pas de force extérieure suivant l'axe  $x \Rightarrow \frac{d}{dt} \bar{R}_x = 0 \Rightarrow \bar{R}_x = \text{const} :$

$$\bar{R}_{t>0} = \bar{R}_{t<0} = -m_1 v + 2m_2(v_r - v) = -(m_1 + 2m_2)v_0$$

$$v = \frac{2m_2 v_r + (m_1 + 2m_2)v_0}{m_1 + 2m_2} \Rightarrow \bar{v} = -24,7 \text{ m/s } \bar{1}_x$$

2.

Pour le système {Triangle+pendule= $M+m$ } :  $\left( \frac{d}{dt} \bar{R} = \sum \bar{F}_e \right)_x \Rightarrow (M+m)\ddot{x} = F \quad (1)$

Pour le système {pendule= $m$ } :

$$\left( \frac{d}{dt} \bar{R} = \sum \bar{F}_e \right)_x \Rightarrow m\ddot{x} = T \sin \theta \quad \text{et} \quad 0 = mg - T \cos \theta \Rightarrow \ddot{x} = g \tan \theta \quad (2)$$

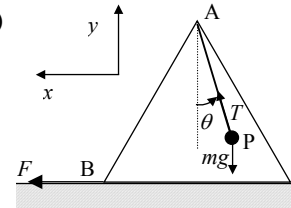
$$(1) + (2) \Rightarrow \theta = \arctan \frac{F}{g(M+m)}$$

On peut aussi utiliser le théorème du moment cinétique pour calculer la deuxième équation :

$$\frac{d}{dt} \bar{M}_A = m \bar{v}_G \times \bar{v}_A + \bar{m}_{e,A} \quad \text{où } \bar{v}_G \parallel \bar{v}_A$$

$$\bar{M}_A = \bar{M}_G + m \bar{AG} \times \bar{v}_G = ml \cos \theta \dot{x} \bar{1}_z \quad \text{où } \bar{M}_G = 0 \text{ car } m \text{ est une masse ponctuelle.}$$

$$\frac{d}{dt} \bar{M}_A = ml \cos \theta \dot{x} \bar{1}_z = \bar{m}_{e,A} = \bar{AG} \times m \bar{g} = lmg \sin \theta \bar{1}_z \Rightarrow \ddot{x} = g \tan \theta$$



3. Pour le système {disque S} :

$$\frac{d}{dt} \bar{R} = \sum \bar{F}_e \quad \text{où } \bar{R} = m \bar{v}_{C \in S} = m \bar{v}_{C \in S^*} = -m(R+r)\dot{\theta} \bar{1}_x \Rightarrow \sum \bar{F}_e = -m(R+r)(\ddot{\theta} \bar{1}_x + \dot{\theta}^2 \bar{1}_y) \quad S$$

Pour le système {disque S} :

$$\bar{m}_{e,O} = \frac{d}{dt} \bar{M}_O - \underbrace{m \bar{v}_G \times \bar{v}_O}_{\bar{R}} \quad \bar{R} = 0$$

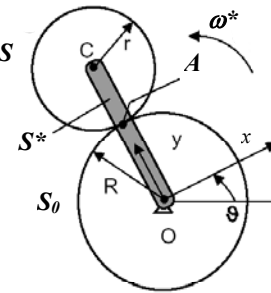
$$\bar{M}_O = \bar{M}_C + m \bar{OC} \times \bar{v}_C$$

$$\bar{M}_C = I_{z_C} \omega_S \bar{1}_z \quad \text{où } I_{z_C} = \frac{mr^2}{2}$$

$$\omega_S : \bar{v}_{C \in S^*} = -(R+r)\dot{\theta} \bar{1}_x = \bar{v}_{C \in S} = \bar{v}_A + \bar{\omega}_S \times \bar{AC} = -\omega r \bar{1}_x \Rightarrow \bar{\omega}_S = \frac{R+r}{r} \dot{\theta} \bar{1}_z$$

$$\Rightarrow \bar{M}_O = \frac{mr(R+r)}{2} \dot{\theta} \bar{1}_z + m(R+r)^2 \dot{\theta} \bar{1}_z = m(R+r) \left( \frac{3r}{2} + R \right) \dot{\theta} \bar{1}_z$$

$$\bar{m}_{e,O} = \frac{d}{dt} \bar{M}_O = m(R+r) \left( \frac{3r}{2} + R \right) \ddot{\theta} \bar{1}_z$$

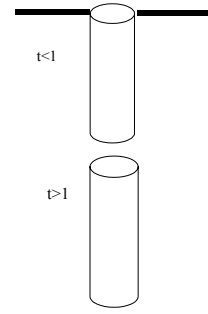


4. Pour le système {patineur} :  $\overline{m_{e,O}} = 0$  ;  $\overline{v_G} = 0 \Rightarrow \frac{d}{dt} \overline{M_O} = 0$  où  $\overline{M_O} = \overline{I_O} \cdot \overline{\omega}$

$$t < 0 : \overline{\omega} = \omega_1 \overline{1_z} \text{ et } I_{z(t < 0)} = \frac{m_1 r_1^2}{2} + 2 \left( \underbrace{\frac{m_2 l_2^2}{12}}_{I_{zG(\text{tige})}} + m_2 \underbrace{\left( \frac{l_2}{2} + r_1 \right)^2}_{d_{zG}} \right)$$

$$t > 0 : \overline{\omega} = \omega_2 \overline{1_z} \text{ et } I_{z(t > 0)} = \frac{m_3 r_3^2}{2} \Rightarrow \overline{M_O} = \frac{m_3 r_3^2}{2} \omega_2 \overline{1_z}$$

$$\overline{M_{O,t < 0}} = \overline{M_{O,t > 0}} \Rightarrow \left[ \frac{m_1 r_1^2}{2} + 2 \left( \frac{m_2 l_2^2}{12} + m_2 \left( \frac{l_2}{2} + r_1 \right)^2 \right) \right] \omega_1 = \frac{m_3 r_3^2}{2} \omega_2 \Rightarrow \omega_2 = 4,89 \text{ t/s}$$



5.  $F_{O'} = (U_{O'}, V_{O'}, W_{O'})$  et  $F_{O''} = (0, V_{O''}, W_{O''})$

$$\frac{d}{dt} \overline{M_{O'}} = \underbrace{m \overline{v_G}}_{v_G=0} \times \overline{v_{O'}} + \overline{m_{e,O'}}$$

$$\overline{m_{e,O'}} = \overline{O'O} \times \overline{m \overline{g}} + \overline{O'O''} \times \overline{R_{O''}} = \frac{L}{2} mg \overline{1_v} - L W_{O''} \overline{1_v} + L V_{O''} \overline{1_w}$$

$$\overline{M_{O'}} = \overline{M_O} + \overline{m O'O} \times \underbrace{\overline{v_G}}_{v_G=v_{O'}=0} = I_X \omega \overline{1_X} - P_{XY} \omega \overline{1_Y}$$

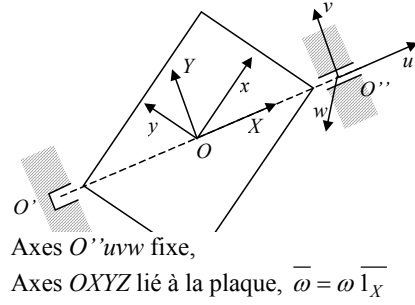
$$\frac{d}{dt} \overline{M_{O'}} = I_X \dot{\omega} \overline{1_X} - P_{XY} \dot{\omega} \overline{1_Y} - P_{XY} \omega^2 \overline{1_Z}$$

$$\begin{cases} \overline{1_X} = \overline{1_u} \\ \overline{1_Y} = \cos \omega t \overline{1_v} + \sin \omega t \overline{1_w} \\ \overline{1_Z} = -\sin \omega t \overline{1_v} + \cos \omega t \overline{1_w} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \overline{1_u} : I_X \dot{\omega} = 0 \\ \overline{1_v} : -P_{XY} \dot{\omega} \cos \omega t + P_{XY} \omega^2 \sin \omega t = \frac{L}{2} mg - L W_{O''} \\ \overline{1_w} : -P_{XY} \dot{\omega} \sin \omega t - P_{XY} \omega^2 \cos \omega t = L V_{O''} \end{cases} \Rightarrow \omega \text{ constant} : \begin{cases} \overline{1_u} : I_X \dot{\omega} = 0 \\ \overline{1_v} : P_{XY} \omega^2 \sin \omega t = \frac{L}{2} mg - L W_{O''} \\ \overline{1_w} : -P_{XY} \omega^2 \cos \omega t = L V_{O''} \end{cases} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \overline{R} = \sum \overline{F_e} \text{ où } \overline{v_G} = 0$$

$$\begin{cases} \overline{1_u} : U_{O'} = 0 \\ \overline{1_v} : V_{O'} + V_{O''} = 0 \\ \overline{1_w} : W_{O'} + W_{O''} - mg = 0 \end{cases} \quad (2) \quad (1)+(2) \Rightarrow \begin{cases} U_{O'} = 0 \\ V_{O'} = \frac{P_{XY} \omega^2}{L} \cos \omega t \\ W_{O'} = \frac{mg}{2} + \frac{P_{XY} \omega^2}{L} \sin \omega t \end{cases} \text{ et } \begin{cases} V_{O''} = -\frac{P_{XY} \omega^2}{L} \cos \omega t \\ W_{O''} = \frac{mg}{2} - \frac{P_{XY} \omega^2}{L} \sin \omega t \end{cases}$$



6.1 Deux méthodes sont possibles : théorème du moment cinétique et la conservation de l'énergie.

• Nous utiliserons la première.

Résultante cinétique :  $\bar{R} = m\bar{v}_G = m\omega r \bar{l}_x$

Moment cinétique en G :  $\bar{M}_G^i = \bar{l}_G^i \cdot \bar{\omega} = I_{Gy}^i \dot{\bar{l}}_y \Rightarrow \frac{d\bar{M}_G^i}{dt} = \bar{l}_G^i \cdot \dot{\bar{\omega}} = I_{Gy}^i \ddot{\bar{l}}_y$

Moment cinétique en I :  $\bar{M}_I^i = \bar{l}_G^i \cdot \bar{\omega} + \bar{R} \times \bar{GI} = (I_{Gy}^i + mr^2) \dot{\bar{l}}_y \quad (= m\bar{l}_G \times \bar{v}_I + \bar{l}_I^i \cdot \bar{\omega} \text{ avec } \bar{v}_I = 0)$

Moment des force appliquées au solide :  $\bar{m}_{e,I} = (m_1 + m_2) gr_1 \sin \alpha \bar{l}_y$

Théorème du moment cinétique en I :  $\frac{d\bar{M}_I^1}{dt} + \frac{d\bar{M}_I^2}{dt} = \frac{d\left((I_{Gy}^1 + I_{Gy}^2 + m_1 r_1^2 + m_2 r_1^2) \dot{\bar{l}}_y\right)}{dt} = \bar{m}_{e,I}$

$$I_{Gy}^1 = \frac{m_1 (r_1^2 + r_2^2)}{2} \quad \text{et} \quad I_{Gy}^2 = \frac{m_2 r_2^2}{2}.$$

$$\text{Or } \ddot{\theta} = \frac{1}{2} \frac{d\dot{\theta}^2}{d\theta} \Rightarrow \left( \frac{m_1 (r_1^2 + r_2^2) + m_2 r_2^2}{2} + m_1 r_1^2 + m_2 r_1^2 \right) \dot{\theta}^2 = 2(m_1 + m_2) gr_1 \sin \alpha \theta$$

$$\text{On trouve donc } \dot{\theta}^2 = K\theta \quad \text{avec} \quad K = \frac{2g \sin \alpha}{r_1} \frac{\delta \gamma^2 + 1 - \gamma^2}{\frac{3}{2} + \delta \left( \frac{\gamma^4}{2} + \gamma^2 \right) - \left( \frac{\gamma^4}{2} + \gamma^2 \right)} \quad \text{après avoir posé } \delta = \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{r_2}{r_1}$$

6.2  $r_1 = r_1^*$ ;  $\rho_1 = \rho_2^*$ ;  $\rho_2 = \rho_1^*$   $\Rightarrow \delta = \frac{1}{\delta^*}$  cherchons  $r_1 \gamma = r_2 = f(\gamma^* r_1 = r_2^*)$

$$\frac{1 + \delta \gamma^2 - \gamma^2}{\frac{3}{2} + \delta \frac{\gamma^4}{2} + \delta \gamma^2 - \frac{\gamma^4}{2} - \gamma^2} = \frac{1 + \frac{1}{\delta} \gamma^{*2} - \gamma^{*2}}{\frac{3}{2} + \frac{1}{\delta} \frac{\gamma^{*4}}{2} + \frac{1}{\delta} \gamma^{*2} - \frac{\gamma^{*4}}{2} - \gamma^{*2}}$$

$$(1 + \delta \gamma^2 - \gamma^2)(3\delta + \gamma^{*4} + 2\gamma^{*2} - \delta \gamma^{*4} - 2\delta \gamma^{*2}) = (\delta + \gamma^{*2} - \delta \gamma^{*2})(3 + \delta \gamma^4 + 2\delta \gamma^2 - \gamma^4 - 2\gamma^2)$$

$$(\delta - (1 + \delta)\gamma^2)\gamma^2 - 5\gamma^{*2} + (1 - \delta)(\gamma^{*2} - \gamma^2)\gamma^2 \gamma^{*2} = 0$$

$$[5r_2^4 - (1 - \delta)r_1^4]r_2^{*2} + [(\delta r_2^2 r_1^2 - (1 + \delta)r_1^2)]r_2^{*4} + [-(1 - \delta)r_2^2 r_1^4] = Ar_2^{*4} + Br_2^{*2} + C = 0$$

$$\Rightarrow r_2^{*2} = \frac{-2[(\delta r_2^2 r_1^2 - (1 + \delta)r_1^2)] \pm \sqrt{[(\delta r_2^2 r_1^2 - (1 + \delta)r_1^2)]^2 - 4[5r_2^4 - (1 - \delta)r_1^4][-(1 - \delta)r_2^2 r_1^4]}}{2[5r_2^4 - (1 - \delta)r_1^4]}$$

Le rapport entre les rayons  $r_2$  et  $r_2^*$  doit satisfaire cette dernière équation pour que les deux cylindres arrivent en même temps en bas.

6.3 Si le cylindre est homogène, K devient  $K = \frac{4g \sin \alpha}{3r_1}$  qui est indépendant de la masse du cylindre

Pour les problèmes relatifs au Tps et aux laboratoires, contactez [Emmanuelle.Vin@ulb.ac.be](mailto:Emmanuelle.Vin@ulb.ac.be)

Pour les problèmes relatifs aux projets Matlab, contactez [CFAO.Matlab@ulb.ac.be](mailto:CFAO.Matlab@ulb.ac.be)

<http://cfao.ulb.ac.be/cfao/> >Teaching>mécaII>Tps. Login : **student**, mot de passe : **newton**

$$r_1 = r_1^*; \rho_1 = \rho_2^*; \rho_2 = \rho_1^* \Rightarrow \delta = \frac{1}{\delta^*} \text{ cherchons } r_1 \gamma = r_2 = f(\gamma^* r_1 = r_2^*)$$

$$\begin{aligned} \frac{1 + \delta \gamma^2 - \gamma^2}{\frac{3}{2} + \delta \frac{\gamma^4}{2} + \delta \gamma^2 - \frac{\gamma^4}{2} - \gamma^2} &= \frac{1 + \frac{1}{\delta} \gamma^{*2} - \gamma^{*2}}{\frac{3}{2} + \frac{1}{\delta} \frac{\gamma^{*4}}{2} + \frac{1}{\delta} \gamma^{*2} - \frac{\gamma^{*4}}{2} - \gamma^{*2}} \\ (1 + \delta \gamma^2 - \gamma^2) (3\delta + \gamma^{*4} + 2\gamma^{*2} - \delta \gamma^{*4} - 2\delta \gamma^{*2}) &= (\delta + \gamma^{*2} - \delta \gamma^{*2}) (3 + \delta \gamma^4 + 2\delta \gamma^2 - \gamma^4 - 2\gamma^2) \\ 3\delta + \gamma^{*4} + 2\gamma^{*2} - \delta \gamma^{*4} - 2\delta \gamma^{*2} + 3\delta \delta \gamma^2 + \gamma^{*4} \delta \gamma^2 + 2\gamma^{*2} \delta \gamma^2 - \delta \gamma^{*4} \delta \gamma^2 - 2\delta \gamma^{*2} \delta \gamma^2 - \gamma^2 3\delta - \gamma^2 \gamma^{*4} - \gamma^2 2\gamma^{*2} + \gamma^2 \delta \gamma^{*4} + \gamma^2 2\delta \gamma^{*2} &= \\ 3\delta + (1 - \delta) \gamma^{*4} + 2(1 - \delta) \gamma^{*2} - 3\delta (1 - \delta) \gamma^2 - (1 - \delta)^2 \gamma^2 \gamma^{*4} - 2(1 - \delta)^2 \gamma^2 \gamma^{*2} &= \\ = 3\delta - \delta (1 - \delta) \gamma^4 - 2\delta (1 - \delta) \gamma^2 - 3(1 - \delta) \gamma^{*2} - 2(1 - \delta)^2 \gamma^{*2} \gamma^2 - (1 - \delta)^2 \gamma^{*2} \gamma^4 &= \\ (\delta - (1 + \delta) \gamma^2) \gamma^2 - 5\gamma^{*2} + (1 - \delta) (\gamma^{*2} - \gamma^2) \gamma^2 \gamma^{*2} = 0 &= \\ (\delta - (1 + \delta) \gamma^2) \gamma^2 - 5\gamma^{*2} + (1 - \delta) (\gamma^{*2} - \gamma^2) \gamma^2 \gamma^{*2} = 0 &= \\ \left( \delta - (1 + \delta) \frac{r_1^2}{r_2^2} \right) \frac{r_1^2}{r_2^2} - 5 \frac{r_1^2}{r_2^{*2}} + (1 - \delta) \left( \frac{r_1^2}{r_2^{*2}} - \frac{r_1^2}{r_2^2} \right) \frac{r_1^2}{r_2^2} \frac{r_1^2}{r_2^{*2}} = 0 &= \\ \left( \delta - (1 + \delta) \frac{1}{r_2^2} \right) \frac{r_1^2}{r_2^2} - 5 \frac{1}{r_2^{*2}} + (1 - \delta) \left( \frac{1}{r_2^{*2}} - \frac{1}{r_2^2} \right) \frac{r_1^2}{r_2^2} \frac{r_1^2}{r_2^{*2}} = 0 &= \\ [5r_2^4 - (1 - \delta) r_1^4] r_2^{*2} + [(\delta r_2^2 r_1^2 - (1 + \delta) r_1^2)] r_2^{*4} + [-(1 - \delta) r_2^2 r_1^4] = A r_2^{*4} + B r_2^{*2} + C = 0 &= \\ \Rightarrow r_2^{*2} = \frac{-2[(\delta r_2^2 r_1^2 - (1 + \delta) r_1^2)] \pm \sqrt{[(\delta r_2^2 r_1^2 - (1 + \delta) r_1^2)]^2 - 4[5r_2^4 - (1 - \delta) r_1^4][-(1 - \delta) r_2^2 r_1^4]}}{2[5r_2^4 - (1 - \delta) r_1^4]} &= \end{aligned}$$