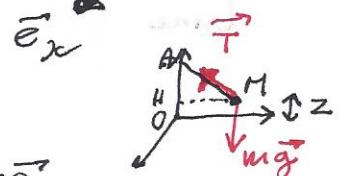
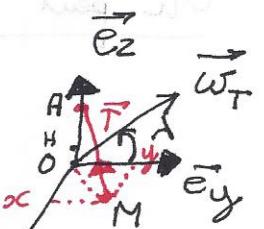
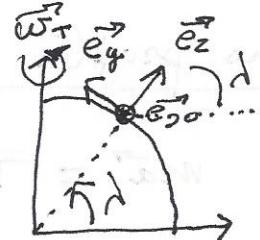


Pendule de Foucault:

Système : le pendule

Ref: R_T non galiléen

Bilan des forces: $m\vec{g}$, \vec{T} , \vec{f}_c (f_c incluse dans \vec{g})



1. $\vec{T} \parallel \vec{MA}$ et $\vec{MA} = \vec{MO} + \vec{OA} = -x\vec{e}_x - y\vec{e}_y + l\vec{e}_z$

et $MA = \sqrt{x^2 + y^2 + (l-z)^2} = l$. Soit $\vec{u} = -\frac{x}{l}\vec{e}_x - \frac{y}{l}\vec{e}_y + \frac{l-z}{l}\vec{e}_z$

le vecteur unitaire $\vec{u} \parallel \vec{T}$ si bien que $\vec{T} = T\vec{u}$

avec l'hypothèse $\frac{x}{l}, \frac{y}{l}, \frac{z}{l} \ll 1$, on peut écrire à l'ordre 1

$$\vec{u} \approx -\frac{x}{l}\vec{e}_x - \frac{y}{l}\vec{e}_y + \vec{e}_z$$

et $m\vec{g} = -mg\vec{e}_z$

Conclu: $\vec{f}_c = -2m\vec{\omega}_T \wedge \vec{v}$

Vérou: par hypothèse $\vec{v} = \dot{x}\vec{e}_x + \dot{y}\vec{e}_y + \dot{z}\vec{e}_z$

or $x^2 + y^2 + (l-z)^2 = l^2 \Rightarrow x\dot{x} + y\dot{y} + (l-z)(-\dot{z}) = 0$

soit $\dot{z} = \dot{x}\frac{x}{l} + \dot{y}\frac{y}{l} \ll \dot{x}, \dot{y}$

on peut prendre $\dot{z} \approx 0$ et $\ddot{z} \approx 0$

soit $\vec{v} = \dot{x}\vec{e}_x + \dot{y}\vec{e}_y$

d'où $\vec{f}_c \approx -2m\vec{\omega}_T(\vec{e}_y \cos \lambda + \sin \lambda \vec{e}_z) \wedge (\dot{x}\vec{e}_x + \dot{y}\vec{e}_y)$

$$= 2m\vec{\omega}_T(-\cos \lambda \dot{x}\vec{e}_y \wedge \vec{e}_x + \dot{x} \sin \lambda (-\vec{e}_z \wedge \vec{e}_x) + \dot{y} \sin \lambda (-\vec{e}_z \wedge \vec{e}_y))$$

$$\vec{f}_c = 2m\vec{\omega}_T(i \sin \lambda \vec{e}_x - i \cos \lambda \vec{e}_y + j \cos \lambda \vec{e}_z)$$

Où peut alors projeter la PFD sur la base $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$:

$$m\vec{a} = \vec{T} + m\vec{g} + \vec{f}_0$$

donne

$$m\ddot{x} = -\frac{x}{l}T + 2m\omega_T \sin \varphi y$$

$$m\ddot{y} = -\frac{y}{l}T - 2m\omega_T \sin \varphi z$$

$$0 = -mg + T + 2m\omega_T \cos \varphi z$$

la dernière équation donne $\frac{T}{l} = m\left(\frac{g}{l} - 2\omega_T \cos \varphi \frac{z}{l}\right)$

$$\text{or } \frac{\dot{z}}{l} \approx \omega_0 x \quad \text{avec } \omega_0^2 = \frac{g}{l}$$

$$\text{d'où } \frac{2\omega_T \cos \varphi z}{g} \approx \frac{\omega_T \omega_0}{\omega_0^2} \frac{x}{l} = \frac{\omega_T}{\omega_0} \frac{x}{l} \ll 1$$

on peut donc faire $\boxed{T \approx mg}$, d'où

$$\begin{cases} \ddot{x} = -\omega_0^2 x + 2\Omega y & (1) \\ \ddot{y} = -\omega_0^2 y - 2\Omega x & (2) \end{cases} \quad \text{avec } \boxed{\Omega = \omega_T \sin \varphi}$$

On pose $u = x + iy$, $\dot{u} = \dot{x} + i\dot{y}$ et $\ddot{u} = \ddot{x} + i\ddot{y}$

$$\text{On somme (1) + i(2)} \Rightarrow \ddot{u} = -\omega_0^2 u + 2\Omega(y - \cancel{x}) \\ -i(\dot{x} + i\dot{y}) = -i\dot{u}$$

d'où

$$\boxed{\ddot{u} + 2\Omega i \dot{u} + \omega_0^2 u = 0}$$

Solution de la forme: $u(t) = A e^{rt} \rightarrow$ équation caractéristique

$$\boxed{r^2 + 2\Omega i r + \omega_0^2 = 0}$$

déterminant: $\Delta = 4\Omega^2(-1) - 4\omega_0^2 = -4(\omega_0^2 + \Omega^2) < 0 \rightarrow$ complexe

$$\text{et } \boxed{r_{\pm} = \frac{1}{2} \left[-2\Omega i \pm i \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2} \right] = i(-\Omega \pm \omega_0')}$$

avec $\omega_0' = \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2} (\approx \omega_0)$

Ainsi, $u(t) = A e^{i(-\Omega + \omega_0')t} + B e^{i(-\Omega - \omega_0')t}$

A, B
complexes

Conditions initiales et détermination de A et B:

$$\vec{v}_0 = \vec{0} \Rightarrow \dot{x}(0) = \dot{y}(0) = 0$$

donc $(-\Omega + \omega_0')A + (-\Omega - \omega_0')B = 0$

soit

$$B = \frac{\omega_0' - \Omega}{\omega_0' + \Omega} A \quad (B \approx A)$$

soit $x(0) = x_0$ et $y(0) = 0$, alors

$$u(0) = x_0 \text{ réel}$$

$$= A + B = A \left(1 + \frac{\omega_0' - \Omega}{\omega_0' + \Omega} \right) = A \frac{2\omega_0'}{\omega_0' + \Omega}$$

soit

$$A = \frac{x_0}{2} \frac{\omega_0' + \Omega}{\omega_0'} \text{ et } B = \frac{x_0}{2} \frac{\omega_0' - \Omega}{\omega_0'}$$

ou $A = \frac{x_0}{2} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega_0'} \right)$ et $B = \frac{x_0}{2} \left(1 - \frac{\Omega}{\omega_0'} \right)$

soit $u(t) = x_0 e^{-i\Omega t} \left[\cos(\omega_0' t) + \frac{\Omega}{\omega_0'} \underbrace{\frac{1}{2} [e^{i\omega_0' t} - e^{-i\omega_0' t}]}_{i \sin(\omega_0' t)} \right]$

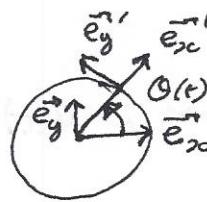
finalement:

$$u(t) = x_0 e^{-i\Omega t} \left[\cos(\omega_0' t) + i \frac{\Omega}{\omega_0'} \sin(\omega_0' t) \right]$$

et $x(t) = \operatorname{Re}(u(t)) = x_0 \left[\cos(\Omega t) \cos(\omega_0' t) + \frac{\Omega}{\omega_0'} \sin(\Omega t) \sin(\omega_0' t) \right]$

$y(t) = \operatorname{Im}(u(t)) = x_0 \left[-\sin(\Omega t) \cos(\omega_0' t) + \frac{\Omega}{\omega_0'} \cos(\Omega t) \sin(\omega_0' t) \right]$

Montrons que la trajectoire est une ellipse dans le référentiel tournant à $\theta(t) = \omega_0 t$



$$\text{on a: } \vec{e}_x^* = \cos \theta \vec{e}_x + \sin \theta \vec{e}_y$$

$$\vec{e}_y^* = -\sin \theta \vec{e}_x + \cos \theta \vec{e}_y$$

$$x = x_0 \left[\cos \theta \cos \omega_0' t - \frac{\Omega}{\omega_0} \sin \theta \sin \omega_0' t \right]$$

$$y = x_0 \left[+\sin \theta \cos \omega_0' t + \frac{\Omega}{\omega_0} \cos \theta \sin \omega_0' t \right]$$

$$\text{d'où } x' = x \cos \theta + y \sin \theta$$

$$= x_0 \left[\cos^2 \theta \cos \omega_0' t + \sin^2 \theta \cos \omega_0' t \right]$$

$$+ x_0 \frac{\Omega}{\omega_0} \left[-\sin \theta \cos \theta + \cos \theta \sin \theta \right] \sin \omega_0' t$$

$$y' = -x \sin \theta + y \cos \theta = x_0 \frac{\Omega}{\omega_0} \sin \omega_0' t$$

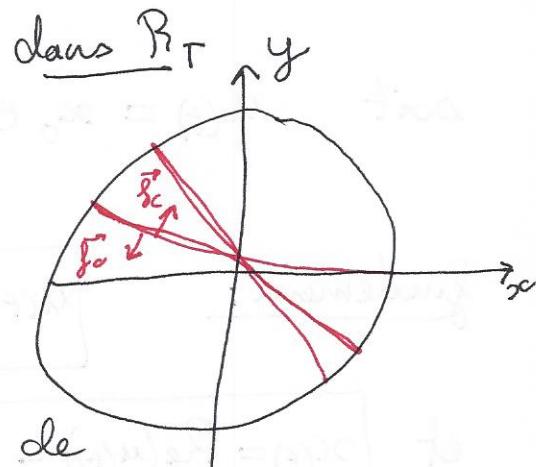
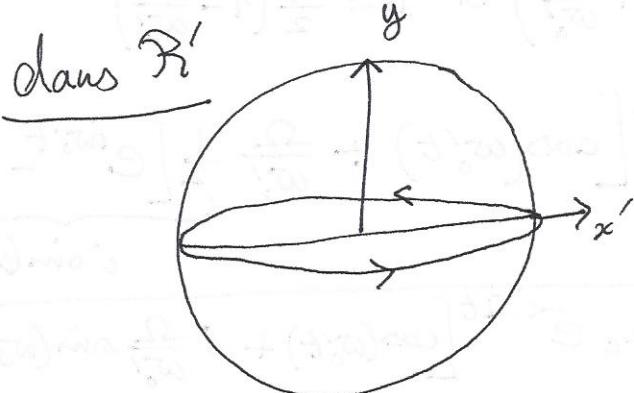
Soit

$$\begin{cases} x' = x_0 \cos \omega_0' t \\ y' = \frac{\Omega}{\omega_0} x_0 \sin \omega_0' t \end{cases}$$

Ellipse de demi-axes:

$$\begin{cases} a = x_0 \\ b = \frac{\Omega}{\omega_0} x_0 \ll a \end{cases}$$

très aplatie



La force de Coriolis change de sens avec $\vec{\omega}$.

Au pôle, $\sin \lambda = 1$, l'interprétation est simple

