

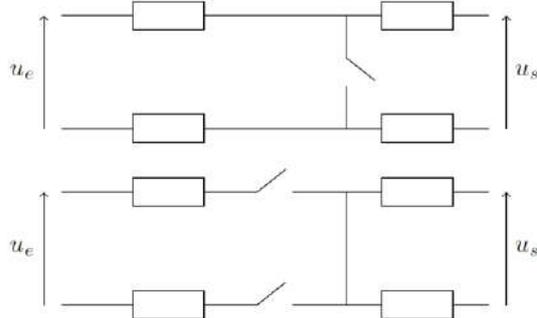
Exercice n°1 : L'internet par l'ADSL (COMMUN)

Q55. D'après la fiche technique, la bobine L_A est la bobine équivalente à l'association série des bobines L_2 , L_6 et L_4 , ainsi $L_A = 10 \cdot 10^{-3} + 220 \cdot 10^{-6} + 33 \cdot 10^{-6} \approx 10$ mH. De même L_B est la bobine équivalente à l'association de L_1 , L_3 et L_5 , ainsi $L_B \approx 10$ mH.

Ensuite la résistance R_A (respectivement R_B) correspond à la résistance équivalente des bobines L_2 , L_6 et L_4 (respectivement L_1 , L_3 et L_5) placées en série, ainsi $R_A = R_B = 21 + 2 = 23 \Omega$.

Enfin les résistances R_C et R_D représentent les résistances R_2 et R_1 valant toutes les deux 22Ω .

Q56. À basses fréquences, la bobine se comporte comme un fil, alors que le condensateur se comporte comme un interrupteur ouvert, ainsi $u_s = u_e$.



À hautes fréquences, la bobine se comporte comme un interrupteur ouvert alors que le condensateur se comporte comme un fil, ainsi $u_s = 0$.

Le filtre se comporte donc comme un passe bas.

Remarque : (non exigée) à BF, sachant qu'on étudie le comportant à vide, on note que le circuit n'est pas fermé. Par conséquent tous les courants dans les branches sont nuls, et une loi des mailles donne bien $u_s = u_e$. Un raisonnement similaire peut s'effectuer à HF.

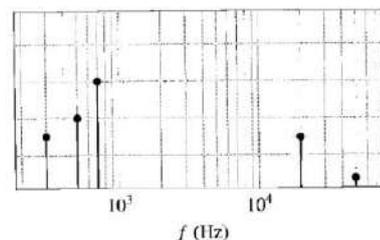
Le fait de placer ce filtre sur une résistance supplémentaire grande devant les résistances du circuit ne change pas le comportement global du filtre puisque l'on pourra toujours considéré la sortie comme ouverte.

Q57. Sur le diagramme donné dans la fiche technique, il a été tracé l'affaiblissement, c'est à dire l'opposé du gain, en fonction de la fréquence. On remarque ainsi que les faibles fréquences ne sont pas affectées par le filtre alors que l'affaiblissement augmente pour les hautes fréquences ce qui signifie que l'amplitude en sortie diminue fortement pour les hautes fréquences. Cela correspond donc bien à un filtre passe bas.

Q58. Par une lecture graphique, on obtient une fréquence de coupure de 10 kHz.

Q59. La fréquence de coupure choisit est donc grande devant les plus hautes fréquences composant le signal téléphonique mais reste faible devant la plus petite fréquence du signal ADSL, ainsi le filtre ne laisse passer que le signal téléphonique et atténue très fortement le signal ADSL.

Q60. En sortie du filtre, nous retrouvons les fréquences du signal téléphonique sans modification des amplitudes puisque l'atténuation est nulle, par contre le signal ADSL a été fortement diminué



Q61. Un montage RC série permet de retrouver un filtre passe bas, avec u_e la tension aux bornes de l'ensemble et u_s la tension aux bornes du condensateur.

Ce montage permet bien d'avoir un filtre passe bas, puisqu'à basses fréquences, le condensateur se comporte comme un interrupteur ouvert, ainsi $u_s = u_e$ et aux hautes fréquences le condensateur se comporte comme un fil, donc $u_s = 0$.

La pulsation de coupure d'un tel filtre est $\omega_c = \frac{1}{RC}$, ainsi $f_c = \frac{1}{2\pi RC}$. Ainsi pour avoir une fréquence de coupure équivalente avec une capacité de 1 nF, il faudrait une résistance de $R = \frac{1}{2\pi \cdot 10^4 \cdot 1 \cdot 10^{-9}} \approx 1,6 \cdot 10^4 \Omega = 16 \text{ k}\Omega$.

Q62. Le gain du filtre RC précédent possède une pente de -20 dB par décade après la fréquence de coupure, alors que le filtre proposé possède une pente d'environ -40 dB par décade. Ce filtre permet donc de couper de manière beaucoup plus brutale les fréquences au delà de la fréquence de coupure.

Exercice n°2 : Rosetta et Philae (COMMUN)

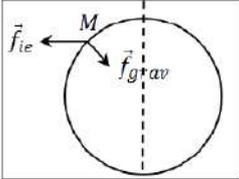
Corrigé rédigé par M. et N. Demange

A1	$V_{com} = \frac{m_{com}}{\mu_{com}},$ <p>On en déduit : $\frac{4}{3}\pi r_{com}^3 = V_{com} = \frac{m_{com}}{\mu_{com}} \Rightarrow r_{com} = \left(\frac{3m_{com}}{4\pi\mu_{com}}\right)^{1/3} = 1,8 \text{ km}.$</p>
A2	<p>On considère un point $M(r, \theta, \varphi)$ de l'espace, tel que $r > r_{com}$.</p> <p>Analyse des invariances : la distribution des masses ne dépend que de la distance au centre O de la comète, soit $\vec{g}_{com}(r, \theta, \varphi) = \vec{g}_{com}(r)$.</p> <p>Analyse des symétries : tout plan contenant \vec{OM} est un plan de symétrie de la distribution des masses (la boule est homogène), donc un plan de symétrie du champ gravitationnel. Celui-ci est donc inclus dans chacun de ces plans, soit $\vec{g}_{com}(r) = g_{com}(r)\vec{e}_r$.</p> <p>Le théorème de Gauss s'écrit $\oiint \vec{g}_{com} d\vec{S} = -4\pi G m_{int}$. On choisit une surface sphérique de rayon r, et $\oiint \vec{g}_{com} d\vec{S} = \oiint g_{com}(r)\vec{e}_r \cdot dS\vec{e}_r = g_{com}(r) \times 4\pi r^2$. D'autre part, comme $r > r_{com}$, $m_{int} = m_{com}$. Ainsi, $4\pi r^2 g_{com} = -4\pi G m_{com}$ et $\vec{g}_{com} = -G \frac{m_{com}}{r^2} \vec{e}_r$.</p>
A3	$\left[\frac{Gm_{com}}{r^2}\right] = \frac{L^3 \cdot M^{-1} \cdot T^{-2} \cdot M}{L^2} = L \cdot T^{-2},$ <p>ce qui est bien la dimension de l'intensité de la pesanteur (exprimée en $m \cdot s^{-2}$).</p>
A4	<p>Lors du largage : $g_{com}(r_{larg}) = G \frac{m_{com}}{r_{larg}^2} = 1,3 \cdot 10^{-6} m \cdot s^{-2}$.</p> <p>Au moment du contact : $g_{com}(r_{com}) = \frac{Gm_{com}}{r_{com}^2} = 2,1 \cdot 10^{-4} m \cdot s^{-2}$.</p> <p>On obtient un rapport supérieur à 150 entre les deux valeurs, il est impossible de considérer le champ uniforme.</p>
B1	<p>D'après le principe fondamental de la dynamique : $m_{ph} \ddot{\vec{e}}_r = m_{ph} \vec{g}_{com}$.</p> <p>En projection sur \vec{e}_r : $\ddot{r} + \frac{Gm_{com}}{r^2} = 0$.</p>
B2	<p>Par lecture graphique, on trouve $\tau_0 \simeq 145000 s \simeq 1 j 16 h$.</p>
B3	<p>Graphiquement, une durée de chute $\tau = 7 h$ correspond à une vitesse initiale $\dot{r}(0) \simeq -0,75 m \cdot s^{-1}$.</p>
B4	<p>Avec la trajectoire de phase correspondant à $\dot{r}(r = r_{larg}) = -0,75 m \cdot s^{-1}$, on lit $\dot{r}(r = r_{com}) = -1,1 m \cdot s^{-1}$.</p>
B5	<p>$\delta W = -dE_{p_{com}}$, avec $\delta W = -G \frac{m_{com}m}{r^2} dr = -d\left(-\frac{Gm_{com}m}{r}\right)$.</p> <p>On obtient $dE_{p_{com}} = d\left(-\frac{Gm_{com}m}{r}\right) \Rightarrow E_{p_{com}} = -\frac{Gm_{com}m}{r} + cte$.</p> <p>Comme $E_{p_{com}}(r \rightarrow \infty) = 0$, $E_{p_{com}}(r) = -\frac{Gm_{com}m}{r}$.</p>
B6	<p>Philae n'est soumis qu'à des forces conservatives, son énergie mécanique est constante pendant le chute.</p>

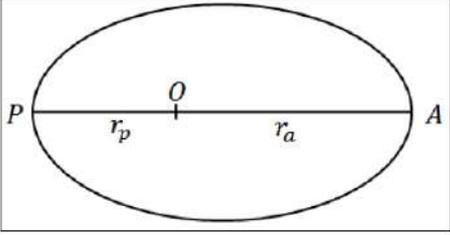
B7	$E_m(r = r_{larg}) = E_m(r = r_{com}) \Rightarrow \frac{1}{2} m_{ph} v_i^2 - \frac{G m_{com} m_{ph}}{r_{larg}} = \frac{1}{2} m_{ph} v_f^2 - \frac{G m_{com} m_{ph}}{r_{com}}$ <p>Ainsi, $\frac{1}{2} m_{ph} v_f^2 = \frac{1}{2} m_{ph} v_i^2 + G m_{com} m_{ph} \left(\frac{1}{r_{com}} - \frac{1}{r_{larg}} \right)$</p> $\Rightarrow v_f = \sqrt{v_i^2 + 2 G m_{com} \left(\frac{1}{r_{com}} - \frac{1}{r_{larg}} \right)}$ <p>Numériquement, $v_f = 1,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. On retrouve la valeur déterminée par analyse du portrait de phase.</p>
----	---

C1	<p>La masse de Philae est identique sur Terre et à la surface de la comète, c'est son poids qui est moins important.</p> $P = m_{ph} g_{com} = m_{ph} \frac{G m_{com}}{r_{com}^2} = 2,0 \cdot 10^{-2} \text{ N}$ <p>Un objet à la surface de la Terre dont le poids est identique a une masse $m_{\acute{e}q} = \frac{P}{g_0} = 2,0 \text{ g}$.</p>
----	--

C2	<p>Le référentiel lié à la comète n'est pas galiléen, il faut ajouter les forces d'inertie. Comme Philae est posé sur la comète, sa vitesse relative est nulle et $\vec{f}_{i_{cor}} = \vec{0}$. C'est donc la <u>force d'inertie d'entraînement</u> qui intervient, couramment nommée <u>force centrifuge</u> (référentiel en rotation par rapport au référentiel galiléen).</p>
----	--

C3	<div style="text-align: center;">  </div> <p>La force d'inertie d'entraînement est orthogonale à l'axe de rotation, dirigée vers l'extérieur (selon $+\vec{e}_\rho$), <u>elle vient donc diminuer la valeur du poids</u> calculée en prenant en compte la seule attraction gravitationnelle.</p>
----	---

C4	<p>Pour un référentiel en rotation par rapport à un référentiel galiléen, $\vec{a}_{ent} = -\omega^2 r_{com} \vec{e}_\rho$ avec $\omega = \frac{2\pi}{T_{com}}$, soit $\vec{a}_{ent} = -\frac{4\pi^2}{T_{com}^2} r_{com} \vec{e}_\rho$ et $\vec{f}_{i_{ent}} = -m_{ph} \vec{a}_{ent} = m_{ph} \frac{4\pi^2}{T_{com}^2} r_{com} \vec{e}_\rho$.</p> <p>Comme Philae est dans le plan équatorial, $\vec{e}_\rho = \vec{e}_r$. Le poids réel s'écrit $\vec{P}_{réel} = -m_{ph} g_{com} \vec{e}_r + m_{ph} \frac{4\pi^2}{T_{com}^2} r_{com} \vec{e}_r = -m_{ph} \left(g_{com} - \frac{4\pi^2 r_{com}}{T_{com}^2} \right) \vec{e}_r$, et la variation relative :</p> $\frac{\Delta P}{P} = \frac{m_{ph} g_{com} - m_{ph} \left(g_{com} - \frac{4\pi^2 r_{com}}{T_{com}^2} \right)}{m_{ph} g_{com}} = 1 - \left(1 - \frac{4\pi^2 r_{com}}{T_{com}^2 g_{com}} \right) = \frac{4\pi^2 r_{com}}{T_{com}^2 g_{com}}$ <p>Numériquement, $\frac{\Delta P}{P} = 17 \%$. Malgré une vitesse angulaire de rotation faible, la force d'inertie d'entraînement joue un rôle non négligeable par rapport à la force gravitationnelle, en raison de la très faible intensité du champ de pesanteur.</p>
----	---

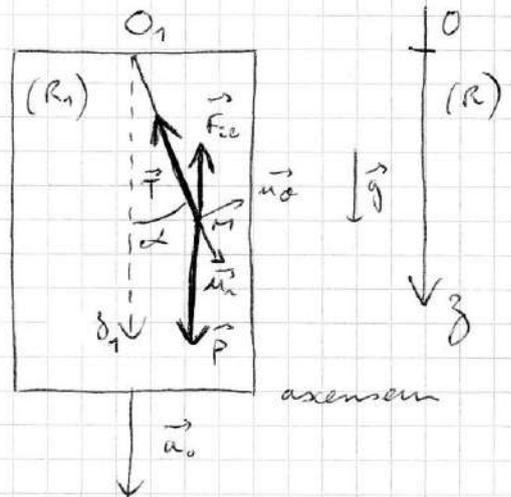
D1	<p>Le vecteur position en coordonnées polaires est : $\overline{OM} = r\vec{e}_r$.</p> <p>Dans le référentiel cométo-centrique, $\vec{v} = \frac{d\overline{OM}}{dt} = \frac{d(r\vec{e}_r)}{dt} = \dot{r}\vec{u}_r + r\frac{d\vec{e}_r}{dt} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\theta}\vec{e}_\theta$ et $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d(\dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\theta}\vec{e}_\theta)}{dt} = \frac{d(\dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\theta}\vec{e}_\theta)}{dt} = \ddot{r}\vec{e}_r + \dot{r}\frac{d\vec{e}_r}{dt} + (\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})\vec{e}_\theta + r\dot{\theta}\frac{d\vec{e}_\theta}{dt} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\vec{e}_r + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})\vec{e}_\theta$.</p> <p>Pour un mouvement circulaire, $\dot{r} = 0$ et $\ddot{r} = 0$, soit $\vec{v} = r\dot{\theta}\vec{e}_\theta$ et $\vec{a} = -r\dot{\theta}^2\vec{e}_r + r\ddot{\theta}\vec{e}_\theta$.</p>
D2	<p>D'après le principe fondamental de la dynamique dans le référentiel cométo-centrique supposé galiléen : $m_{ros}\vec{a} = m_{ros}\vec{g}_{com}$.</p> <p>En projection sur \vec{e}_r, $-m_{ros}r_1\dot{\theta}^2 = -m_{ros}g_{com} \Rightarrow r_1\dot{\theta}^2 = \frac{Gm_{com}}{r_1^2}$.</p> <p>Comme $v_1 = r_1\dot{\theta}$, $v_1^2 = r_1^2\dot{\theta}^2 = \frac{Gm_{com}}{r_1}$ et $v_1 = \sqrt{\frac{Gm_{com}}{r_1}}$. Numériquement, $v_1 = 15 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.</p>
D3	<p>$T_1 = \frac{2\pi r_1}{v_1} \Rightarrow T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{r_1^3}{Gm_{com}}}$. Numériquement, $T_1 = 1,26 \cdot 10^6 \text{ s} \approx 14,6 \text{ j}$.</p>
D4	
D5	<p>Comme $r_A + r_P = 2a$, le demi-grand axe de l'ellipse est $a = \frac{r_a + r_p}{2}$.</p> <p>L'énergie mécanique de la sonde est alors $E_m = -\frac{Gm_{com}m_{ros}}{2a} \Rightarrow E_m = -\frac{Gm_{com}m_{ros}}{r_a + r_p}$.</p>
D6	<p>Au péricentre, $E_m = E_c + E_p \Rightarrow -\frac{Gm_{com}m_{ros}}{r_a + r_p} = \frac{1}{2}m_{ros}v_p^2 - \frac{Gm_{com}m_{ros}}{r_p} \Rightarrow v_p = \sqrt{2Gm_{com}\left(\frac{1}{r_p} - \frac{1}{r_a + r_p}\right)}$.</p> <p>Numériquement, $v_p = 30 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.</p>
D7	<p>Sur l'orbite circulaire de rayon r_p, la vitesse de la sonde est $v_p' = \sqrt{\frac{Gm_{com}}{r_p}} = 26 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.</p> <p>Les propulseurs doivent donc ralentir la sonde de $\Delta v = 4,0 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ lorsque celle-ci est au péricentre de l'orbite elliptique</p>

Exercice n°3 : Un pendule dans un ascenseur (NORMAL)

Après réflexion on est tenté de proposer un mouvement vertical descendant uniformément accéléré pour l'ascenseur. Montrons que cela répond au problème.

① Notations:

- * m : masse de la "masse"
- * M : pt géom. correspondant
- * α : angle entre O_1M et la verticale
- * \vec{a}_0 : vecteur accélération de l'ascenseur p.r. au sol.
avec $\vec{a}_0 = a_0 \vec{u}_z$
- * \vec{g} : vecteur des pesanteurs



② Système étudié: point M

- Réf.: $\left\{ \begin{array}{l} \text{lié au sol (galiléen) } (R) \\ \text{lié à l'ascenseur (non galiléen) } (R_1) \end{array} \right.$

Repères: (O_z) et $(O_1 z_1)$; avec coord. polaires $(r, \vec{u}_r, \vec{u}_\theta)$

Bilan des forces dans le repère (R_1) en translation rectiligne unif. accélérée p.r. à (R) .

* poids $\vec{P} = m g \vec{u}_z = m g \cos \alpha \vec{u}_r - m g \sin \alpha \vec{u}_\theta$

* force exercée par la tige: $\vec{T} = -T \vec{u}_r \quad (T > 0)$

* force d'inertie d'entraînement:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{ie} &= -m \cdot \vec{a}_e(r) = -m \cdot \vec{a}(O_1)_R \quad (\text{car translation}) \\ &= -m a_0 \vec{u}_z = -m a_0 \vec{u}_{z_1} = -m a_0 \cos \alpha \vec{u}_r + m a_0 \sin \alpha \vec{u}_\theta \end{aligned}$$

* force d'inertie de Coriolis:

$$\vec{F}_{ic} = -2m \vec{\omega} \wedge \vec{v}(r)_R = \vec{0} \quad \text{car } \vec{\omega} = \vec{0} \quad (\text{pas de rotation de } R_1 \text{ p.r. à } R)$$

③ On peut utiliser le TMC p.r. à O (exercice!) ou bien PFD dans (R_1) :

$$m \cdot \vec{a}(M)_{R_1} = \sum \vec{F}_{ext} + \vec{F}_{ie} + \vec{F}_{ic}$$

$$\vec{0} = \vec{P} + \vec{T} + \vec{F}_{ie}$$

Car on suppose le joint π immobile ds (R_1) .

En projection sur \vec{u}_α :

$$-mg \sin(\alpha) + 0 + m a_0 \sin(\alpha) = 0$$

$$\text{Soit } \boxed{a_0 = g}$$

Inversement, on montre aisément que si $a_0 = g$, le joint π est immobile dans (R_1) , avec α non nul.

Le mouvement de l'ascenseur proposé est donc correct, en prenant $a_0 = g = 9,8 \text{ m.s}^{-2}$

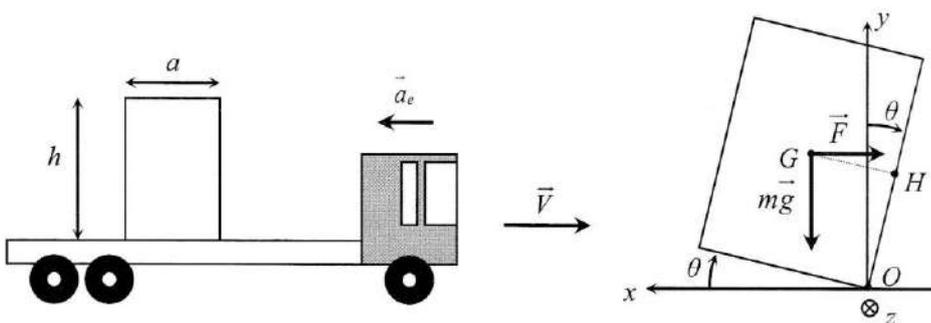
④ Commentaires / regard critique

- cela correspond à une situation d'impensantem par le joint π
- l'étude précédente montre que tout angle α est une position d'équilibre ds (R_1)
- L'équilibre est donc indifférent, et en pratique, toute petite perturbation (courant d'air) pourra faire bouger le pendule

- ...

Exercice n°4 : Risque de basculement d'une caisse (PLUS DIFFICILE)

On schématise la situation et on introduit les différentes grandeurs du problème :



Lors du freinage, le camion subit une accélération (en fait une décélération) :

$$\vec{a}_e = a_e \vec{e}_x \text{ avec } a_e = \frac{dV_x}{dt}$$

On en déduit l'évolution de la vitesse du camion : $V_x(t) = -V_0 + a_e t$. La vitesse est nulle après un freinage de durée Δt tel que : $\Delta t = \frac{V_0}{a_e}$. La distance parcourue au cours du temps

vaut : $L(t) = -a_e \frac{t^2}{2} + V_0 t$, d'où la distance de freinage :

$$L = \frac{V_0^2}{2a_e}$$

On peut ainsi exprimer l'accélération subie pendant la phase de freinage :

$$a_e = \frac{V_0^2}{2L}$$

On suppose que la caisse ne glisse pas sur son support. On étudie le mouvement de la caisse dans le référentiel lié au camion, non galiléen puisqu'en accélération par rapport à la route. Au cours du freinage, la caisse va subir la force d'inertie d'entraînement $\vec{F} = -m\vec{a}_e$ qui risque de la faire basculer, c'est-à-dire la faire tourner autour du point O . Elle est en outre soumise à son poids $m\vec{g}$ exercé en G , ainsi qu'à la réaction du support exercée en O (non représentée).

Le théorème du moment cinétique appliqué à la caisse en O dans le référentiel lié au camion s'écrit :

$$\frac{d\vec{\sigma}_O}{dt} = \vec{OG} \wedge m\vec{g} + \vec{OG} \wedge \vec{F}$$

où $\vec{\sigma}_O$ est le moment cinétique en O du système. Le moment en O de la réaction du support est nul.

On exprime chacun des vecteurs sachant que la caisse est inclinée d'un angle θ :

$$\vec{OG} = \vec{OH} + \vec{HG} = \begin{pmatrix} -\frac{h}{2} \sin \theta \\ \frac{h}{2} \cos \theta \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{a}{2} \cos \theta \\ \frac{a}{2} \sin \theta \\ 0 \end{pmatrix}, \vec{F} = -ma_e \vec{e}_x \text{ et } m\vec{g} = -mg \vec{e}_y$$

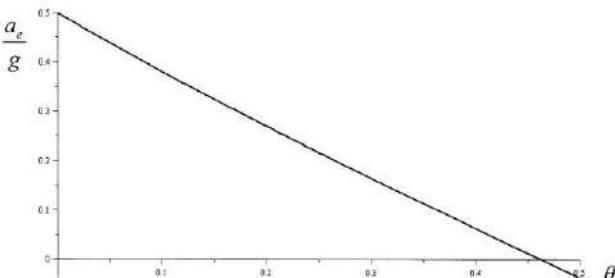
puis on projette le théorème du moment cinétique précédent sur Oz :

$$\frac{d\sigma_z}{dt} = J \frac{d^2\theta}{dt^2} = ma_e \left(\frac{h}{2} \cos \theta + \frac{a}{2} \sin \theta \right) - mg \left(-\frac{h}{2} \sin \theta + \frac{a}{2} \cos \theta \right)$$

On peut déterminer la valeur de l'accélération a_e pour laquelle la caisse serait en équilibre inclinée d'un angle θ :

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = 0 \text{ d'où : } \frac{a_e}{g} = \frac{-\frac{h}{2} \sin \theta + \frac{a}{2} \cos \theta}{\frac{h}{2} \cos \theta + \frac{a}{2} \sin \theta}$$

Le graphe de $\frac{a_e}{g}$ en fonction de l'angle θ est présenté ci-dessous :



La condition $a_e = 0$ permet de trouver l'angle θ tel que la caisse est en équilibre sur le point O et au-delà duquel tout équilibre est impossible (car il faudrait $a_e < 0$, c'est-à-dire que le camion accélère à nouveau). On constate que l'accélération qui permet l'équilibre pour un angle θ diminue à mesure que θ augmente. Ainsi, puisque l'accélération imposée durant le freinage est supposée constante, si le basculement de la caisse est réalisé pour $\theta = 0$, aucun équilibre ne pourra être réalisé ensuite et le basculement de la caisse est inévitable.

La condition de basculement pour $\theta = 0$ s'écrit simplement :

$$\frac{a_e}{g} > \frac{a}{h} = 0,5$$

Cette condition est aussi la condition de basculement de la caisse.

On peut retrouver cette condition en écrivant la condition d'évolution du système lorsque $\theta \ll 1$, en développant le théorème du moment cinétique à l'ordre 1 en θ :

$$J \frac{d^2\theta}{dt^2} = ma_e \left(\frac{h}{2} + \frac{a}{2} \theta \right) - mg \left(-\frac{h}{2} \theta + \frac{a}{2} \right)$$

d'où l'équation différentielle :

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} - \frac{m}{2J} (a_e a + gh) \theta = \frac{m}{2J} (a_e h - ga)$$

que l'on écrit :

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} - \frac{1}{\tau^2} \theta = -\frac{1}{\tau^2} \theta_{part}$$

avec : $\tau = \sqrt{\frac{2J}{m(a_e a + gh)}}$ et $\theta_{part} = -\frac{a_e h - ga}{a_e a + gh}$

On intègre cette équation en prenant $\theta(0) = 0$ et $\frac{d\theta}{dt}(0) = 0$:

$$\theta(t) = \frac{a_e h - ga}{a_e a + gh} \left(\text{ch}\left(\frac{t}{\tau}\right) - 1 \right)$$

La solution est instable (à cause de la fonction hyperbolique) dès lors que :

$$a_e h - ga > 0$$

Dans ce cas la solution diverge et la caisse bascule irrémédiablement. La solution $a_e h - ga < 0$ conduit en fait simplement à $\theta(t) = 0$ car la caisse repose alors sur toute sa base et l'analyse précédente n'est plus valable.

Finalement la condition pour que la caisse ne bascule pas s'écrit :

$$a_e < \frac{a}{h} g$$

Avec $a_e = \frac{V_0^2}{2L}$, cette condition s'écrit aussi :

$$L > \frac{V_0^2}{2g} \frac{h}{a} = 13 \text{ m}$$

La distance minimale de freinage est de 13 m, ce qui correspond à un temps de freinage $\Delta t = 2,3 \text{ s}$. Le chauffeur devra avoir de bons réflexes pour freiner aussitôt que le feu passe au rouge.