Exercices de physique générale I – Sections IN&SC et MA

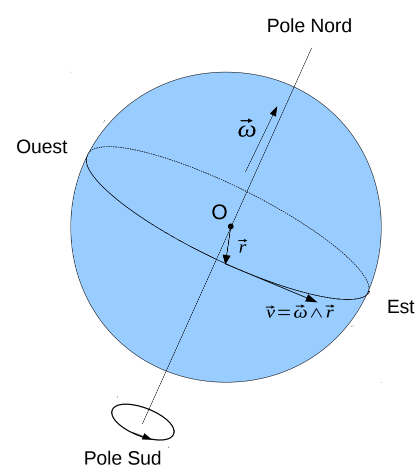
5-6 octobre 2017 version 1

Corrigé Série 03 : Oscillations et systèmes de coordonnées

Questions conceptuelles

a) Pour former un repère orthonormé droit $Oxyz$ avec les axes x et z, l'axe y doit être perpendiculaire aux deux axes x et z. Il est donc perpendiculaire au plan du cadran de la montre. A 9h, l'axe y est dirigé vers l'arrière de la montre, alors qu'à 15h il est dirigé vers l'avant de la montre.

b) Puisque le soleil apparait à l'est et se couche à l'ouest, la terre tourne d'ouest en est (cf $\vec{v}$ sur le schéma). Le vecteur vitesse angulaire $\vec{\omega}$ est défini tel que : $\vec{v} = \vec{\omega} \wedge \vec{r}$. La direction de $\vec{\omega}$ définit l'axe de rotation de la terre, et son sens le sens de rotation de la terre. En utilisant la règle de la main droite, on obtient un vecteur de vitesse angulaire dirigé du pôle sud au pôle nord.



1 Trajectoire elliptique

a) Le vecteur position du point matériel est

$$\vec{r}(t) = A\cos(\omega t)\hat{\imath} + B\sin(\omega t)\hat{\jmath}. \tag{1}$$

On reconnaît l'équation d'une ellipse centrée à l'origine et de demi-axes A et B selon les directions x et y centrée sur l'origine O, en effet, les coordonnées x et y du vecteur $\vec{r}$ satisfont l'équation

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1$$

qui est l'équation d'une ellipse de demi-axes A et B. L'équation (1) représente le mouvement horaire d'un point matériel se déplaçant sur cette ellipse. Le vecteur vitesse est donné par

$$\vec{v}(t) = \frac{d\vec{r}}{dt} = -\omega A\sin(\omega t)\hat{\imath} + \omega B\cos(\omega t)\hat{\jmath}.$$

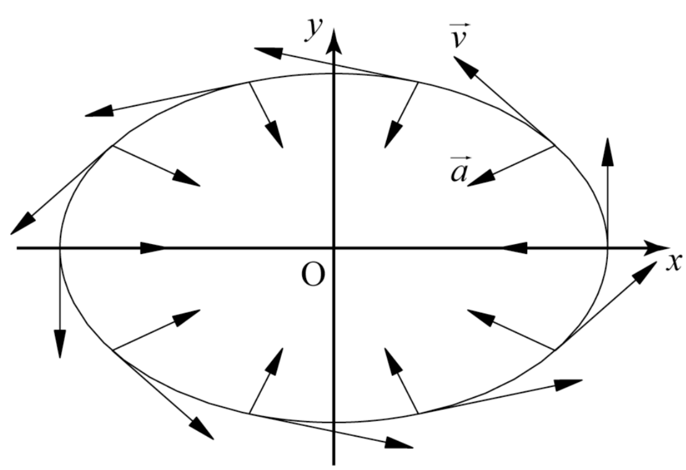
Il est toujours tangent à la trajectoire (c'est-à-dire à l'ellipse).
Le vecteur accélération est donné par

$$\vec{a}(t) = \frac{d\vec{v}}{dt} = -\omega^2 A\cos(\omega t)\hat{\imath} - \omega^2 B\sin(\omega t)\hat{\jmath}. \tag{2}$$

Ce dernier peut se ré-écrire

$$\vec{a}(t) = -\omega^2\vec{r}(t).$$

Il s'agit d'un vecteur colinéaire à $\vec{r}(t)$, dirigé dans le sens opposé. Il pointe donc vers l'origine O du repère. (Voir schéma).



Pour montrer que $\vec{r}(t)$ n'est en général pas orthogonal à $\vec{v}(t)$, on calcule leur produit scalaire :

$$\vec{r}(t)\cdot\vec{v}(t) = -A^2\omega\sin(\omega t)\cos(\omega t) + B^2\omega\sin(\omega t)\cos(\omega t) = (B^2 - A^2)\omega\sin(\omega t)\cos(\omega t).$$

Cette expression n'est pas nulle si $A \neq B$ (sauf dans les cas particuliers $\omega t = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$), et donc les vecteurs $\vec{r}$ et $\vec{v}$ ne sont pas orthogonaux.

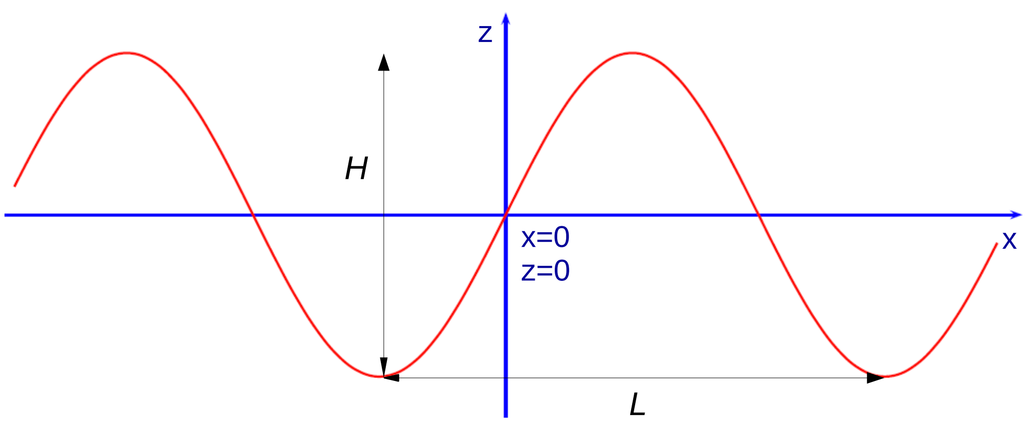
b) Pour écrire la force qui détermine ce mouvement, on utilise la loi de Newton

$$\vec{F} = m\vec{a}(t) = -m\omega^2\vec{r}(t) \tag{3}$$

c) D'après l'équation 3, cette force est linéairement proportionelle à la distance à l'origine $|\vec{r}(t)|$, parallèle au vecteur $\vec{r}(t)$ et de sens opposé. Il s'agit d'une force de rappel, telle celle produite par un ressort de longueur au repos nulle dont une extremité est fixée à l'origine et l'autre sur le point matériel. La force gravitationnelle est, elle, inversément proportionelle au carré de la distance. Il est à noter que les deux forces produisent un mouvement elliptique. Dans cet exercice, la force est située au centre de l'ellipse. Dans le cas de la gravitation (mouvement des planètes, par exemple), il sera vu que la force est située sur un des foyers de l'ellipse.

2 Champ de bosses

On choisit des axes x et z comme sur le dessin ci-dessous. On choisit l'origine du temps de telle sorte que $t = 0$ quand $x = 0$.



a) On sait que la route a un profil sinusoïdal. La hauteur de la roue (coordonnée z) s'écrit donc :

$$h(x) = A\sin(\alpha x)$$

où A et α sont les paramètres du profil sinusoïdal.
D'après les données du problème, on peut écrire $A = \frac{H}{2}$ et $\alpha = \frac{2\pi}{L}$, et donc

$$h(x) = \frac{H}{2}\sin\left(\frac{2\pi}{L}x\right). \tag{4}$$

La voiture a une vitesse horizontale constante v_x. On peut donc écrire $x(t) = v_x t$, l'équation horaire de la roue devient :

$$h(t) = \frac{H}{2}\sin\left(\frac{2\pi}{L}v_x t\right). \tag{5}$$

b) Soit $z(t)$, la hauteur de la voiture. L'équation du mouvement de la voiture est donnée par la deuxième loi de Newton $\Sigma\vec{F} = \vec{P} + \vec{F_r} = m\vec{a}$ où $\vec{P}$ est le poids de la voiture et $\vec{F_r}$ la force de rappel du ressort.

En projection sur l'axe z, on a $P = -mg$ et $F_r = -k\Delta z$ où Δz représente l'allongement du ressort et peut s'écrire $\Delta z = z(t) - h(t) - l_0$. Pour s'en convaincre, on peut se dire que $z(t)$ représente la position (verticale) de la voiture au cours du temps et $h(t)$ la position (verticale) de la roue au cours du temps. $z(t) - h(t)$ est dès lors la distance voiture-roue, c'est-à-dire la longueur du ressort. Et donc finalement $z(t)-h(t)-l_0$ est la différence entre la longueur du ressort et sa longueur au repos. Cette expression est donc bien l'allongement du ressort Δz. Pour se convaincre du signe $-$, on peut faire le raisonnement suivant : si $z(t)-h(t)-l_0 > 0$, alors le ressort est étiré, il exerce une force vers le bas. Le signe de cette force est négatif ce qui est cohérent car l'axe z est dirigé vers le haut. Si $z(t)-h(t)-l_0 < 0$ alors la force est dirigée vers le haut et son signe est positif.

En projection sur l'axe z, l'équation du mouvement s'écrit donc

$$m\ddot{z} = -mg - k\left[z - h(t) - l_0\right] = -mg - kz + kl_0 + k\frac{H}{2}\sin\left(\frac{2\pi}{L}v_x t\right). \tag{6}$$

Si on pose $\omega = \frac{2\pi v_x}{L}$ et $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$, on récrit cette équation :

$$\ddot{z} + g + \omega_0^2 z - \omega_0^2 l_0 = \omega_0^2\frac{H}{2}\sin(\omega t). \tag{7}$$

c) On remarque que l'équation (7) peut se mettre sous la forme :

$$\ddot{z} + \omega_0^2\left(z + \frac{g}{\omega_0^2} - l_0\right) = \omega_0^2\frac{H}{2}\sin(\omega t),$$

qui est presque l'équation demandée. Pour y arriver, il suffit de faire un changement de variable $z \to u$ avec

$$u = z + \frac{g}{\omega_0^2} - l_0,$$

ce qui donne $\ddot{z} = \ddot{u}$, et donc on obtient l'équation

$$\ddot{u} + \omega_0^2 u = \omega_0^2\frac{H}{2}\sin(\omega t), \tag{8}$$

qui a bien la forme demandée, si $\alpha_0 = \omega_0^2\frac{H}{2}$.

d) Dans la donnée, on nous propose d'utiliser une solution de la forme

$$u(t) = \rho\sin(\omega t - \varphi) \quad \text{avec} \quad \varphi = 0. \tag{9}$$

On la dérive deux fois et on l'introduit dans l'équation du mouvement (8), qui devient

$$-\rho\omega^2\sin(\omega t) + \omega_0^2\rho\sin(\omega t) = \omega_0^2\frac{H}{2}\sin(\omega t).$$

En divisant par $\sin(\omega t)$, on obtient :

$$(-\omega^2 + \omega_0^2)\rho = \omega_0^2\frac{H}{2},$$

et donc

$$\rho = \frac{H}{2}\frac{1}{\left(1-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)}.$$

La grandeur ρ représente l'amplitude des oscillations verticales de la masse m. Dans le cas de notre voiture, plus cette valeur sera petite, plus notre voiture sera confortable.

Il faut distinguer ici 3 cas différents :

- La vitesse est telle que $\omega = \omega_0$, c'est-à-dire $v_x = \sqrt{\frac{k}{m}}\frac{L}{2\pi}$. Dans ce cas-là l'amplitude des oscillations tendra vers l'infini (phénomène de résonance) et le véhicule sera très inconfortable.
- La vitesse est plus petite que $\sqrt{\frac{k}{m}}\frac{L}{2\pi}$. Dans ce cas, l'amplitude des oscillations sera finie, mais ne pourra pas descendre en dessous d'une certaine limite. En effet, lorsque $v_x \to 0$ (c'est à dire $\omega \to 0$), on a

$$u_{max} \to \frac{H}{2}.$$

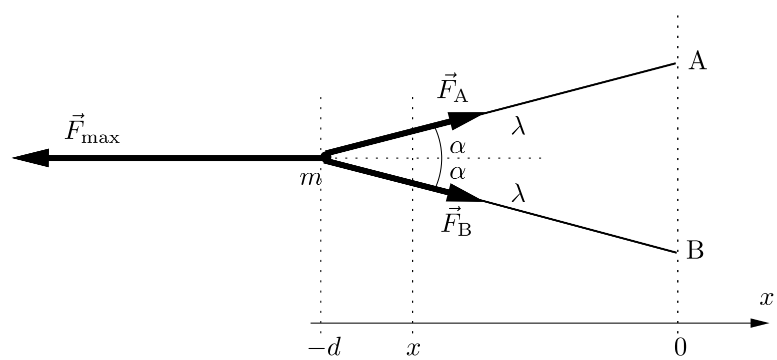
- La vitesse est plus grande que $\sqrt{\frac{k}{m}}\frac{L}{2\pi}$. Dans ce cas, plus la vitesse est grande, plus l'amplitude sera petite. Dans le cas limite v_x ou $\omega \to \infty$ on a $u_{max} \to 0$.

En conclusion, pour rouler avec le plus de confort possible sur une route bosselée, il faut rouler le plus vite possible. Et lorsque cela n'est pas possible, il faut rouler avec une vitesse très faible. Mais dans tous les cas éviter de rouler avec une vitesse proche de celle qui correspond à la résonance. Ce phénomène est illustré dans le film *Le salaire de la peur* de Henri-Georges Clouzot avec Yves Montand et Charles Vanel.

3 Lance-pierre

a) Lorsque Bart Simpson tient la pierre immobile en $x = -d$ en lui appliquant une force $\vec{F}_{\max}$, la somme vectorielle des forces subies par la pierre doit être nulle. On a

$$\vec{F}_{\max} + \vec{F}_{\mathrm{A}} + \vec{F}_{\mathrm{B}} = \vec{0}\,, \quad (10)$$



où $\vec{F}_{\mathrm{A}}$ et $\vec{F}_{\mathrm{B}}$ sont les forces que les deux moitiés de l'élastique exercent sur la pierre. En projection sur l'axe x on a

$$F_{\mathrm{A},x} + F_{\mathrm{B},x} = F_{\max} \quad (11)$$

où $F_{\max}$ est la norme de $\vec{F}_{\max}$. Les normes de $\vec{F}_{\mathrm{A}}$ et $\vec{F}_{\mathrm{B}}$ sont égales à la tension de l'élastique, dont l'allongement vaut 2λ, donc

$$F = ||\vec{F}_{\mathrm{A}}|| = ||\vec{F}_{\mathrm{B}}|| = k\,2\lambda \quad (12)$$

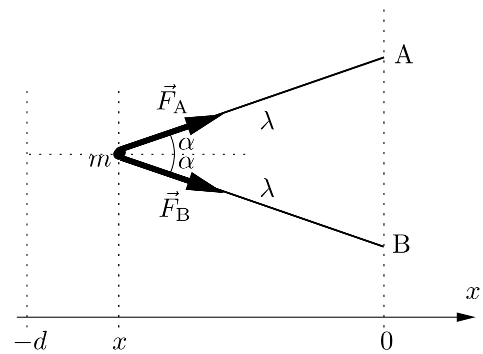
où k est la raideur de l'élastique. Les composantes x de ces forces valent

$$F_{\mathrm{A},x} = F_{\mathrm{B},x} = F\cos\alpha = 2k\lambda(d/\lambda) = 2kd. \tag{13}$$

En introduisant ce dernier résultat dans l'équation (11), on obtient

$$k = \frac{F_{\max}}{4d}. \tag{14}$$

b) L'équation (13) obtenue pour la position $x = -d$ est également valable lorsque la pierre se trouve à une position x quelconque ($-d \leq x \leq 0$), à condition de remplacer $-d$ par x. Ainsi



$$F_{\mathrm{A},x} = F_{\mathrm{B},x} = -2kx. \tag{15}$$

Pendant la phase de propulsion, $\vec{F}_\mathrm{A}$ et $\vec{F}_\mathrm{B}$ sont les seules forcées s'appliquant sur la pierre. En projetant la deuxième loi de Newton, $m\vec{a} = \vec{F}_\mathrm{A} + \vec{F}_\mathrm{B}$, sur l'axe x, on obtient

$$m\ddot{x} = F_{\mathrm{A},x} + F_{\mathrm{B},x} = -4kx = -\frac{F_{\max}}{d}x, \tag{16}$$

qui est l'équation d'un oscillateur harmonique de pulsation

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{F_{\max}}{md}}. \tag{17}$$

La solution générale est

$$\begin{aligned} x(t) &= A\cos(\omega_0 t) + B\sin(\omega_0 t) \quad [\text{ou bien } C\sin(\omega_0 t + D)], & (18)\\ v(t) = \dot{x}(t) &= -A\omega_0\sin(\omega_0 t) + B\omega_0\cos(\omega_0 t) \quad [\text{ou bien } C\omega_0\cos(\omega_0 t + D)]\,, & (19) \end{aligned}$$

où A et B [ou bien C et D] sont des constantes d'intégration.

c) On définit $t = 0$ au moment où la pierre a une vitesse nulle en $x = -d$. On a :

$$\begin{aligned} x(0) = A = -d & \qquad [\text{ou bien } C\sin D = -d], & (20)\\ v(0) = B\omega_0 = 0 \;\Rightarrow\; B = 0 & \quad [\text{ou bien } C\cos D = 0 \Rightarrow D = \pi/2 \text{ et } C = -d]. & (21) \end{aligned}$$

Ainsi, la solution particulière est

$$\begin{aligned} x(t) &= -d\cos(\omega_0 t)\,, & (22)\\ v(t) &= d\omega_0\sin(\omega_0 t)\,. & (23) \end{aligned}$$

d) La pierre quitte le lance-pierre en $x = 0$ avec une vitesse v_0 au temps t_0, donc

$$\begin{aligned} x(t_0) &= -d\cos(\omega_0 t_0) = 0, & (24)\\ v(t_0) &= d\omega_0\sin(\omega_0 t_0) = v_0, & (25) \end{aligned}$$

ce qui implique $t_0 = \frac{\pi}{2\omega_0}$ et

$$d\omega_0 = v_0. \tag{26}$$

Cette dernière relation s'obtient aussi en notant que la vitesse de l'équation (23) doit être maximale à la position d'équilibre $x = 0$. On a finalement, en combinant (17) et (26) :

$$\omega_0 = \frac{v_0}{d} = \sqrt{\frac{F_{\text{max}}}{md}}\,, \tag{27}$$

d'où

$$m = \frac{F_{\text{max}} d}{v_0^2}. \tag{28}$$

Avec $d = 60$ cm, $F_{\text{max}} = 150$ N et $v_1 = 30$ m/s, on obtient

$$m = \frac{150 \times 0.6}{30^2} = \frac{90}{900} = 0.1 \text{ kg}. \tag{29}$$

Alternative utilisant la conservation de l'énergie mécanique :
La force de l'élastique (qui est la seule force s'exerçant sur la pierre pendant la phase de propulsion) est conservative et dérive de l'énergie potentielle $V = \frac{1}{2}kL^2$, où L est l'allongement de l'élastique, c'est-à-dire la longueur de l'élastique (puisque la longueur à vide est nulle). Au moment où la pierre est lâchée en $x = -d$ (voir figure du point a) *ci-dessus), la longueur de l'élastique vaut 2λ. Au moment où la pierre arrive en $x = 0$ avec une vitesse v_0, la longueur de l'élastique vaut $2\sqrt{\lambda^2 - d^2}$. Ainsi, la conservation de l'énergie mécanique de la pierre implique*

$$\frac{1}{2}mv_0^2 + \frac{1}{2}k\left(2\sqrt{\lambda^2 - d^2}\right)^2 = \frac{1}{2}k\,(2\lambda)^2 \implies m = \frac{4kd^2}{v_0^2}\,. \tag{30}$$

En remplaçant k par sa valeur obtenue à l'équation (14), on obtient alors l'équation (28).

Remarque :
Dans ce problème, il était important de démontrer que la force du ressort est proportionnelle à x, c'est-à-dire que le mouvement est harmonique. En effet, ceci n'est pas du tout garanti par le simple fait que le lance-pierre est formé d'un élastique. Pour que le mouvement de la pierre soit celui d'un oscillateur harmonique, il était crucial que la longueur au repos de l'élastique soit nulle. Voyons ce qui se passe si la longueur à vide de l'élastique ℓ_0 est non nulle, disons égale à la moitié de la distance $\overline{AB}$. En se référant à la figure du point b) *ci-dessus, où maintenant $\lambda = \sqrt{x^2 + \ell_0^2}$, on a*

$$F = ||\vec{F}_{\text{A}}|| = ||\vec{F}_{\text{B}}|| = k\,(2\lambda - \ell_0)\,, \tag{31}$$

$$F_{\text{A},x} = F_{\text{B},x} = F\cos\alpha = k(2\lambda - \ell_0)(-x/\lambda) = -2kx(1 - \ell_0/(2\lambda)) \tag{32}$$

$$= -2kx\left(1 - \frac{1}{2\sqrt{(x/\ell_0)^2 + 1}}\right)\,. \tag{33}$$

L'équation du mouvement est alors

$$m\ddot{x} = F_{\text{A},x} + F_{\text{B},x} = -4kx\left(1 - \frac{1}{2\sqrt{(x/\ell_0)^2 + 1}}\right)\,, \tag{34}$$

qui n'est certainement pas celle d'un oscillateur harmonique (sauf si $\ell_0 \to 0$).