

1 Introduction

1.1 Le point matériel

Dans les premiers chapitres de mécanique, nous allons étudier le mouvement de **points matériels**. Par exemple, pour suivre la trajectoire d'un ballon, on va considérer que la masse est concentrée en son centre. Ceci n'est pas si restrictif, et nous verrons plus tard pourquoi cette modélisation est valide.

Pour être plus complet dans la modélisation d'un objet solide, on peut se placer dans le cadre de la dynamique du **solide** : nous y reviendrons brièvement en cours d'année. Nous verrons en particulier le rôle particulier que joue le centre d'inertie.

1.2 Inertie et quantité de mouvement

On peut stopper quelqu'un qui court en le poussant. Pour stopper une voiture allant à la même vitesse de la même façon, c'est presque impossible : cette résistance à la **variation de vitesse** est appelée inertie.

Pour quantifier l'inertie, on définit la quantité de mouvement.

Définition. Le **vecteur quantité de mouvement** d'un point matériel M de masse m est :

$$\vec{p}(M/\mathcal{R}) = m \vec{v}(M/\mathcal{R})$$

On a noté $\vec{v}(M/\mathcal{R})$ le vecteur vitesse de ce point matériel dans le référentiel $\mathcal{R}$.

1.3 Les forces

Définition. Une **force** caractérise l'action mécanique sur un point matériel. C'est un vecteur, son unité est le newton (N, $1 \text{ N} = 1 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$). Une force est indépendante du référentiel.

Les quatre interactions fondamentales. Les interactions physiques entre les systèmes sont classés en quatre grands types. Toutes les interactions physiques se rapportent à une de ces interactions fondamentales.

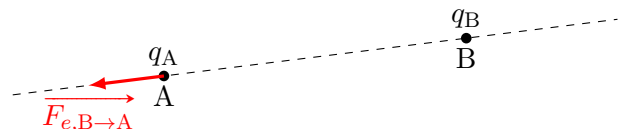
L'interaction faible : elle intervient au niveau des nucléons, elle de faible intensité et de très courte portée ($\approx 10^{-18} \text{ m}$).

L'interaction forte : elle est responsable de la cohésion des noyaux atomiques. Grâce à cette interaction, les protons restent dans le noyau malgré leurs charges électriques identiques. Elle est de très forte intensité mais sur une très courte portée ($\approx 10^{-14} \text{ m}$).

Ces deux interactions, faibles et fortes, se manifestent lors des transformations nucléaires.

L'interaction électromagnétique : elle intervient entre les particules chargées et est à longue portée. Les particules de même signe se repoussent tandis que celles de signes opposées s'attirent. La force d'interaction électrostatique subie par une charge q_A de la part d'une charge q_B est :

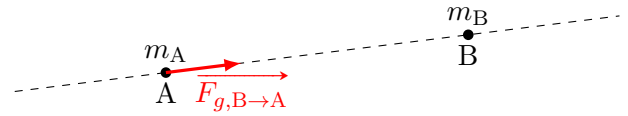
$$\vec{F}_{e,B \rightarrow A} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_A q_B}{BA^3} \vec{BA}$$



Cette interaction est responsable de la cohésion des matériaux et donc de leurs propriétés (dureté, élasticité, viscosité, propriétés chimiques, etc.).

L'interaction gravitationnelle : elle intervient entre les particules ayant une masse et est à longue portée. Les masses s'attirent deux à deux. La force d'interaction gravitationnelle subie par une masse m_A de la part d'une masse m_B est :

$$\vec{F}_{g,B \rightarrow A} = -G \frac{m_A m_B}{BA^3} \vec{BA}$$



C'est l'interaction qui prédomine à l'échelle astronomique. Elle est à l'origine du poids, et indirectement de la poussée d'Archimède.

En pratique, on utilise des **lois phénoménologiques** (c'est-à-dire des lois établies par l'expérience) qui donnent l'expression de la force en fonction de la vitesse, de la position, etc.

2 Les trois lois de Newton (1687)

2.1 La première loi de Newton : le principe d'inertie

Il existe des référentiels appelés **référentiels galiléens** dans lesquels un point matériel **soumis à aucune action mécanique** est

- soit au repos ;
- soit animé d'un mouvement de translation rectiligne uniforme.

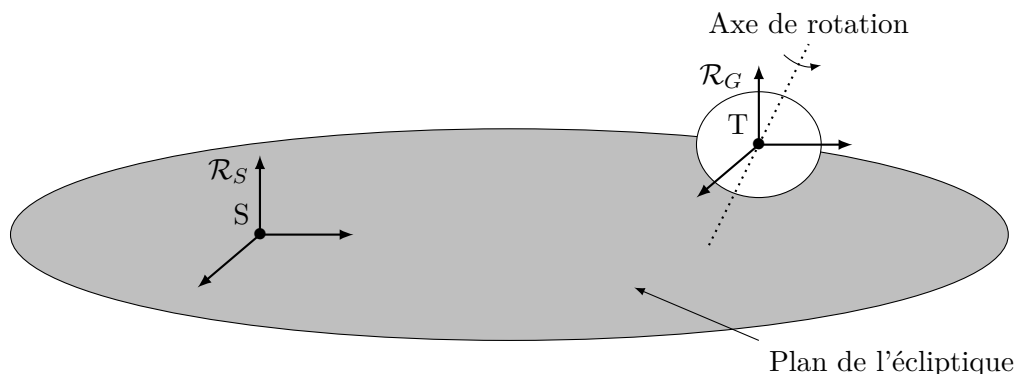
Ainsi, tout référentiel en translation rectiligne uniforme par rapport à un référentiel galiléen est galiléen.

Quelques référentiels Les référentiels rigoureusement galiléens n'existent pas. Mais on peut en considérer certains comme approximativement galiléens lorsque l'on étudie le problème sur une durée assez courte.

Les référentiels les plus utiles sont définis par une horloge placée sur Terre et par un repère particulier. Ce sont :

- le référentiel **héliocentrique** $\mathcal{R}_S$ qui a pour origine le centre du Soleil et dont les trois axes sont dirigés vers des étoiles fixes dans le ciel. Il est supposé galiléen si le mouvement étudié est plus court qu'un trajet significatif du Soleil dans la galaxie, soit plusieurs millions d'années ;
- le référentiel **géocentrique** $\mathcal{R}_G$ qui a pour origine le centre de la Terre et dont les trois axes sont dirigés vers des étoiles fixes dans le ciel. Il est supposé galiléen si le mouvement étudié est plus court qu'un trajet significatif de la Terre autour du Soleil, soit une année ;
- le référentiel **terrestre** $\mathcal{R}_T$, ou référentiel du **laboratoire**, qui a pour origine le centre de la Terre et dont les trois axes sont fixes par rapport à la surface de la Terre. Il est supposé galiléen si le mouvement étudié est plus court qu'une rotation significative de la Terre, soit une journée. C'est le référentiel que nous utiliserons la plupart du temps.

Les différents référentiels sont schématisés ci-dessous.



2.2 La seconde loi de Newton : le principe fondamental de la dynamique

Dans un référentiel galiléen $\mathcal{R}$:

$$\frac{d}{dt}(\vec{p}(M/\mathcal{R})) = \sum \overrightarrow{F_{\text{ext} \rightarrow M}}$$

Lorsque l'on étudie un point matériel de masse constante, alors $\vec{p}(M/\mathcal{R}) = m\vec{v}(M/\mathcal{R})$, ainsi on retiendra :

Dans un référentiel galiléen $\mathcal{R}$:

$$m\vec{a}(M/\mathcal{R}) = \sum \vec{F}$$

où $\vec{a}(M/\mathcal{R})$ est le vecteur accélération du point matériel M par rapport au référentiel $\mathcal{R}$ et $\vec{F}$ les différentes forces agissant sur le point M.

Cette loi est l'une des lois les plus importantes de la physique. Elle permet de relier le mouvement cinématique (la dérivée de la vitesse) avec ses causes (les forces extérieures).

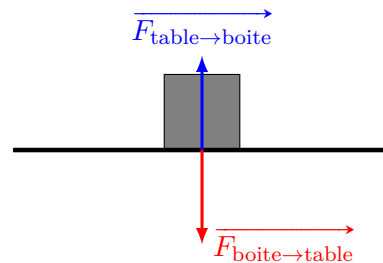
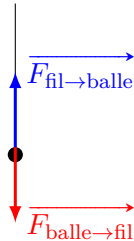
Remarque.

- Le mouvement d'une fusée, qui brûle son carburant puis abandonne ses réservoirs, ne peut pas être traité avec cette formulation, car la masse du système n'est pas constante : il faut revenir à la première formulation.
- Il y en est de même pour le mouvement d'une goutte qui s'évapore lors de sa chute.

2.3 La troisième loi de Newton : la loi des actions réciproques

Soient deux points M_1 et M_2 . Si le point M_1 exerce sur le point M_2 une force $\overrightarrow{F_{1 \rightarrow 2}}$, alors le point M_2 exerce sur le point M_1 une force $\overrightarrow{F_{2 \rightarrow 1}}$ opposée :

$$\overrightarrow{F_{2 \rightarrow 1}} = -\overrightarrow{F_{1 \rightarrow 2}}$$



3 Méthode générale pour étudier un problème de mécanique

Cette méthode doit être connue sans hésitations.

- ❶ **De quoi parle-t-on ?** Quel est l'objet en mouvement, dans quel référentiel étudie-t-on le mouvement ?
- ❷ **Schéma.** Faire un schéma du problème dans une situation quelconque.
- ❸ **Modélisation.** Donner le repère, l'origine, les représenter sur le schéma et définir l'instant initial. Définir également les différentes notations nécessaires à la résolution.
- ❹ **Bilan des forces.** Faire le bilan des forces, les exprimer dans le repère choisi et les représenter les forces sur le schéma.
- ❺ **Accélération.** Exprimer $\vec{a}$ dans le repère choisi, éventuellement simplifiée en utilisant les contraintes imposées sur le mouvement.
- ❻ **Deuxième loi de Newton.** Appliquer la deuxième loi de Newton.
- ❼ **Équations scalaires.** Passer d'une égalité vectorielle à trois égalités scalaires (en coordonnées cartésiennes, on donne les trois équations sur $\ddot{x}$, $\ddot{y}$ et $\ddot{z}$).
- ❽ **Répondre aux questions.** Par exemple, obtenir les équations horaires $(x(t), y(t), z(t))$ en coordonnées cartésiennes).

4 Le poids

4.1 Définition

Définition. La force d'attraction gravitationnelle exercée par la Terre sur un objet de masse m s'appelle le poids. Il vaut

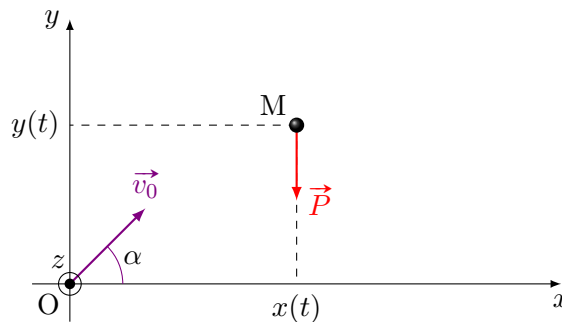
$$\vec{P} = m \vec{g}$$

avec $\vec{g}$ le vecteur **accélération de la pesanteur** de norme $g = 9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, vertical et dirigé vers le sol.

4.2 La chute libre

Définition. En **chute libre**, seul le poids s'applique.

- ❶ **De quoi parle-t-on ?** Le mouvement d'une balle, lancée avec un vecteur vitesse initiale $\vec{v}_0$, dans le référentiel de la salle de classe.
- ❷ **Schéma.**



- ❸ **Modélisation.**

- On suit la trajectoire du centre d'inertie de la balle par le point matériel M, de masse m .
- Repère : y est la verticale ascendante, x est la direction (horizontale) de lancer, et z est tel que xyz soit une base orthonormale directe (BOND).
- Instant initial : le moment où la balle est lancée.
- Origine : la position de la balle à l'instant initial : $\overrightarrow{OM}(0) = \vec{0}$.
- On note g l'accélération de la pesanteur, α l'angle du vecteur $\vec{v}_0$ avec l'axe horizontal et v_0 sa norme si bien que :

$$\vec{v}(0) = v_0 \cos \alpha \vec{u}_x + v_0 \sin \alpha \vec{u}_y$$

- ❹ **Bilan des forces.** Nous étudions la chute libre, le point M n'est soumis qu'à son poids :

$$\vec{P} = m \vec{g} = -mg \vec{u}_y$$

- ❺ **Accélération.** En coordonnées cartésiennes :

$$\vec{a}(t) = \ddot{x}(t) \vec{u}_x + \ddot{y}(t) \vec{u}_y + \ddot{z}(t) \vec{u}_z$$

- ❻ **Deuxième loi de Newton.**

$$m \vec{a} = \vec{P}$$

- ❼ **Équations scalaires.** On projette le PFD sur les coordonnées :

$$\begin{cases} m\ddot{x}(t) = 0 \\ m\ddot{y}(t) = -mg \\ m\ddot{z}(t) = 0 \end{cases}$$

On ne s'intéresse pas à la coordonnée z .

$$\begin{cases} \ddot{x}(t) = 0 \\ \ddot{y}(t) = -g \end{cases}$$

On remarque que l'accélération ne dépend pas de la masse.

Lors d'une chute libre sans frottements, la masse du corps en chute n'intervient pas. Cela signifie en particulier que, dans le vide, tous les corps chutent à la même vitesse.

⑧ **Répondre aux questions.** Intégrons l'accélération pour obtenir la vitesse :

$$\begin{cases} \dot{x}(t) = K_1 \\ \dot{y}(t) = -gt + K_2 \end{cases}$$

On utilise les conditions initiales, d'après la donnée de $\vec{v}_0$:

$$\begin{cases} \dot{x}(0) = v_0 \cos \alpha \\ \dot{y}(0) = v_0 \sin \alpha \end{cases}$$

Or $\dot{x}(0) = K_1$ et $\dot{y}(0) = K_2$. Donc $K_1 = v_0 \cos \alpha$ et $K_2 = v_0 \sin \alpha$. Ainsi, les coordonnées du vecteur vitesse sont :

$$\begin{cases} \dot{x}(t) = v_0 \cos \alpha \\ \dot{y}(t) = -gt + v_0 \sin \alpha \end{cases}$$

On intègre une seconde fois :

$$\begin{cases} x(t) = v_0 \cos \alpha t + C_1 \\ y(t) = -\frac{1}{2}gt^2 + v_0 \sin \alpha t + C_2 \end{cases}$$

L'origine étant la position de l'objet à l'instant initial, $\overrightarrow{\text{OM}}(0) = 0$ soit $x(0) = y(0) = 0$ ainsi les constantes C_1 et C_2 sont nulles :

$$\begin{cases} x(t) = v_0 \cos \alpha t \\ y(t) = -\frac{1}{2}gt^2 + v_0 \sin \alpha t \end{cases}$$

Ce sont les **équations horaires du mouvement**.

Trajectoire. Il s'agit d'obtenir la courbe $y(x)$ décrite dans le plan xy . Il faut éliminer le temps t . Commençons donc par exprimer t en fonction de $x(t)$:

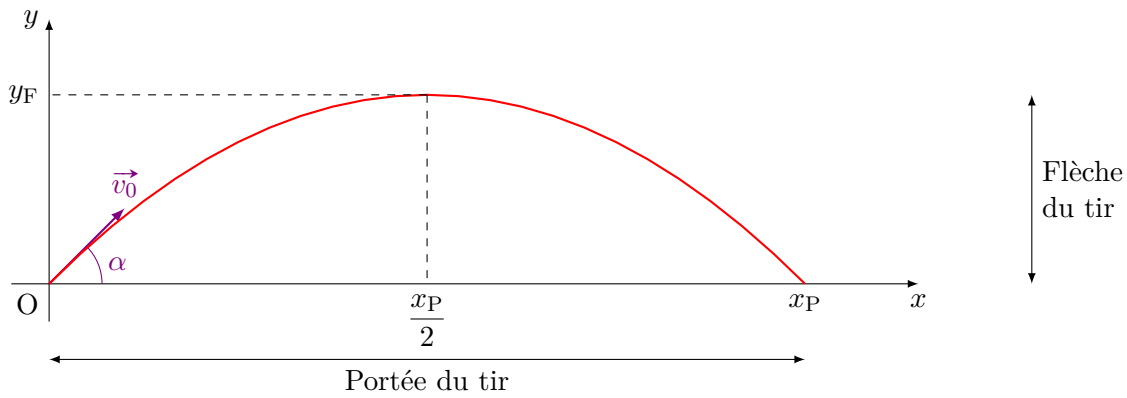
$$t = \frac{x(t)}{v_0 \cos \alpha}$$

pour insérer l'équation obtenue dans l'expression de $y(t)$:

$$y(t) = -\frac{1}{2}g \frac{x(t)^2}{v_0^2 \cos^2 \alpha} + v_0 \sin \alpha \frac{x(t)}{v_0 \cos \alpha} = -\frac{g}{2v_0^2 \cos^2 \alpha} x(t)^2 + \tan \alpha x(t)$$

La trajectoire est la parabole d'équation :

$$y = -\frac{g}{2v_0^2 \cos^2 \alpha} x^2 + \tan \alpha x$$



Portée du tir.

Définition. La **portée** du tir est la distance entre l'origine du tir et l'endroit où retombe le projectile.

Par définition, la portée est la distance x_P telle que $y = 0$ soit :

$$-\frac{g}{2v_0^2 \cos^2 \alpha} x_P^2 + \tan \alpha x_P = 0$$

Soit $x_P = 0$ (c'est l'origine du tir), soit :

$$-\frac{g}{2v_0^2 \cos^2 \alpha} x_P + \tan \alpha = 0$$

$$x_P = \frac{2v_0^2 \cos^2 \alpha}{g} \tan \alpha = \frac{2v_0^2 \cos^2 \alpha}{g} \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha}$$

$$x_P = \frac{v_0^2}{g} \times 2 \sin \alpha \cos \alpha = \frac{v_0^2}{g} \sin(2\alpha)$$

La portée est maximale si $\sin(2\alpha) = 1$, soit $2\alpha = \pi/2$ donc $\alpha = \pi/4$.

Flèche.

Définition. La **flèche** du tir est la hauteur maximale atteinte par le projectile.

Cela correspond à une vitesse verticale $\dot{y} = 0$. Donc

$$-gt_F + v_0 \sin \alpha = 0$$

soit :

$$t_F = \frac{v_0 \sin \alpha}{g}$$

Ainsi :

$$y_F = y(t_F) = -\frac{1}{2}g \left(\frac{v_0 \sin \alpha}{g} \right)^2 + v_0 \sin \alpha \times \frac{v_0 \sin \alpha}{g}$$

$$= -\frac{1}{2} \frac{v_0^2}{g} \sin^2 \alpha + \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{g}$$

La flèche du tir est donc :

$$y_F = \frac{v_0^2}{2g} \sin^2 \alpha$$

Cette valeur est maximale si $\alpha = \pi/2$.

5 Poussée d'Archimède

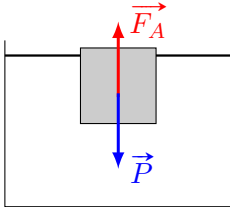
Définition. Lorsqu'un objet est dans un fluide, il subit une force nommée **poussée d'Archimède**, égale à l'opposé du poids du fluide déplacé :

$$\vec{F}_A = -\rho_{\text{fluide}} V_{\text{immergé}} \vec{g}$$

Application

Quel est la proportion immergée d'un glaçon ? On donne les masses volumiques de l'eau $\rho_{\text{eau}} = 1,00 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et de la glace $\rho_{\text{glace}} = 9,17 \times 10^2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. On cherche le volume immergé $V_{\text{immergé}}$.

Schéma.



On étudie l'équilibre d'un glaçon dans le référentiel du verre galiléen. On note V le volume du glaçon et $\vec{g}$ le vecteur accélération de la pesanteur.

Dans le cas de l'équilibre, les deux seules forces, la poussée d'Archimède et le poids, se compensent :

$$\vec{F}_A + \vec{P} = \vec{0}$$

Avec :

$$\vec{P} = m \vec{g} = \rho_{\text{glace}} V_{\text{glaçon}} \vec{g}$$

$$\vec{F}_A = -\rho_{\text{eau}} V_{\text{immergé}} \vec{g}$$

Ainsi :

$$-\rho_{\text{eau}} V_{\text{immergé}} + \rho_{\text{glace}} V_{\text{glaçon}} = 0$$

$$\frac{V_{\text{immergé}}}{V_{\text{glaçon}}} = \frac{\rho_{\text{glace}}}{\rho_{\text{eau}}} = 91,7 \%$$

Si on place un objet plus dense que le fluide, on obtient une proportion immergée supérieure à 1 : l'objet n'est jamais à l'équilibre mécanique, autrement dit, il coule.

6 Frottement fluide

6.1 La force de frottement fluide

La force de frottement fluide $\vec{F}_f$ est une force de freinage, opposée à la direction du vecteur vitesse $\vec{v}$.

- Pour les faibles vitesses, la force est proportionnelle à la vitesse $\vec{F}_f = -\alpha \vec{v}$;
 - pour les vitesses plus importantes, la force évolue quadratiquement avec la vitesse $\vec{F}_f = -\beta v \vec{v}$.
- α s'exprime en $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$ et β en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1}$.

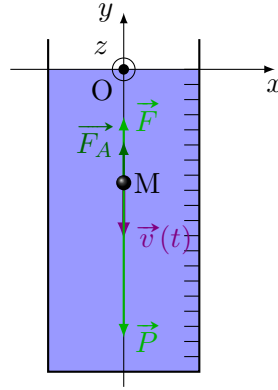
Remarque. En pratique, on peut écrire :

$$\beta = \frac{1}{2} \rho S c_x$$

où ρ est la masse volumique du fluide, S la surface frontale et c_x un coefficient sans dimension dépendant surtout de la forme de l'objet. Cette formule n'est pas à connaître.

6.2 Étude de la chute sans vitesse initiale avec frottements linéaires

- ❶ De quoi parle-t-on ? Le mouvement d'une bille, lâchée dans une éprouvette d'huile, dans le référentiel de la salle de TP.
- ❷ Schéma.



❸ Modélisation.

- On repère la bille par la position de son centre d'inertie M.
- Repère : $\vec{u}_y$ est la verticale ascendante, $\vec{u}_x$ et $\vec{u}_z$ sont deux vecteurs horizontaux tels que xyz soit une base orthonormale directe (BOND).
- Instant initial : le moment où la bille entre dans l'huile.
- Origine : la position de la bille à son entrée dans l'huile.
- On note m sa masse, α le coefficient de frottement, ρ_h la masse volumique de l'huile, V_b le volume de la bille, $\rho_b = m/V_b$ la masse volumique de la bille et $\vec{g}$ le vecteur accélération de la pesanteur.

❹ Bilan des forces. Nous prenons en compte deux forces (négligeant la poussée d'Archimède) :

- Le poids :

$$\vec{P} = m\vec{g} = -mg\vec{u}_y = -\rho_b V_b g \vec{u}_y$$

- La poussée d'Archimède, on note ρ_h la masse volumique de l'huile et V_b le volume de la bille :

$$\vec{F}_A = -\rho_h V_b \vec{g} = \rho_h V_b g \vec{u}_y$$

- La force de frottement fluide :

$$\vec{F}_f = -\alpha \vec{v} = -\alpha \dot{x} \vec{u}_x - \alpha \dot{y} \vec{u}_y - \alpha \dot{z} \vec{u}_z$$

❺ Accélération. En coordonnées cartésiennes :

$$\vec{a}(t) = \ddot{x}(t)\vec{u}_x + \ddot{y}(t)\vec{u}_y + \ddot{z}(t)\vec{u}_z$$

❻ Deuxième loi de Newton.

$$m\vec{a} = \vec{P} + \vec{F}_f + \vec{F}_A$$

❼ Équations scalaires. On projette le PFD sur les coordonnées :

$$\begin{cases} m\ddot{x}(t) = -\alpha\dot{x}(t) \\ m\ddot{y}(t) = -\alpha\dot{y}(t) - mg + \rho_h V_b g \\ m\ddot{z}(t) = -\alpha\dot{z}(t) \end{cases}$$

③ **Répondre aux questions.** On obtient trois équations différentielles sur la vitesse ($v_x = \dot{x}$, $v_y = \dot{y}$ et $v_z = \dot{z}$).

$$\begin{cases} \frac{dv_x}{dt} + \frac{\alpha}{m}v_x = 0 \\ \frac{dv_y}{dt} + \frac{\alpha}{m}v_y = -g + \frac{\rho_h}{\rho_b}g \\ \frac{dv_z}{dt} + \frac{\alpha}{m}v_z = 0 \end{cases}$$

En l'absence de vitesse initiale sur v_x et v_z , nous n'aurons pas de mouvement sur ces coordonnées. Intéressons-nous à l'équation différentielle régissant l'évolution de v_y .

$$\boxed{\frac{dv_y}{dt} + \frac{\alpha}{m}v_y = -g \left(1 - \frac{\rho_h}{\rho_b}\right)}$$

Nous pouvons résoudre cette équation, mais nous n'allons le faire : nous allons introduire un outil d'analyse permettant de généraliser l'équation obtenue.

Adimensionnement de l'équation. On définit $v_y^* = v_y/V_y$ et $t^* = t/T$: V_y désigne un ordre de grandeur de v_y et T un ordre de grandeur de t (à préciser). v_y^* et t^* sont alors sans dimension. On réécrit l'équation différentielle :

$$\frac{V_y}{T} \frac{dv_y^*}{dt^*} + \frac{\alpha}{m} V_y v_y^* = -g \left(1 - \frac{\rho_h}{\rho_b}\right)$$

soit :

$$\frac{dv_y^*}{dt^*} + \frac{\alpha T}{m} v_y^* = -\frac{gT}{V_y} \left(1 - \frac{\rho_h}{\rho_b}\right)$$

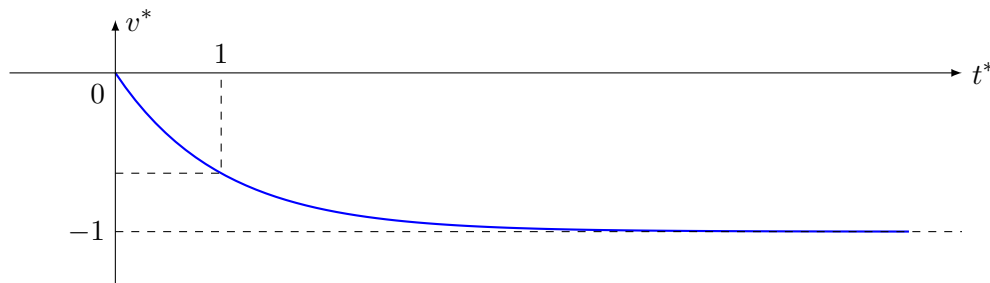
On choisit T et V_y de telle façon à écrire une forme générique de l'équation différentielle, débarrassée de tout paramètre physique :

$$\frac{dv_y^*}{dt^*} + v_y^* = -1$$

Cela impose :

$$\boxed{T = \frac{m}{\alpha}} \quad \text{et} \quad \boxed{V_y = g \left(1 - \frac{\rho_h}{\rho_b}\right) T = \frac{gm}{\alpha} \left(1 - \frac{\rho_h}{\rho_b}\right)}$$

Ainsi, on sait que l'évolution de v_y^* aura l'apparence suivante :



— Si $v_y^* \ll 1$ (autrement dit si $v_y \ll V_y$), alors, on a :

$$\frac{dv_y^*}{dt^*} \approx -1$$

La trajectoire est alors uniformément accélérée, on est en régime inertiel : on est en chute libre.

— Si $t^* \gg 1$, alors $v_y^* = -1$. On est en régime permanent (accélération nulle), $v_y = -V_y$ est la vitesse atteinte.

L'écriture sous forme adimensionnée permet de se débarrasser des constantes physiques : c'est particulièrement utile pour la résolution numérique d'équations différentielles. On sépare ainsi :

- une équation différentielle générique ;
- les contenus physiques avec T et V_y .

6.3 Frottement quadratiques

Lorsqu'un projectile est en chute libre dans l'air, la vitesse est élevée et on doit utiliser plutôt la forme quadratique pour les frottements. On choisit un vecteur $\vec{u}_y$ vers le bas, de sorte à avoir $\|\vec{v}\| = \dot{y}$.

Dans le cas où la chute est totalement verticale :

$$\vec{F}_f = -\beta \dot{y}^2 \vec{u}_y$$

L'équation différentielle est alors, avec $v = \dot{y}$, en négligeant la poussée d'Archimède :

$$\frac{dv}{dt} + \frac{\beta}{m} v^2 = g$$

La résolution analytique exacte de cette équation sort du cadre du programme. Nous allons utiliser l'adimensionnement de l'équation.

Adimensionnement de l'équation. On définit $v^* = v/V$ et $t^* = t/T$. On réécrit l'équation différentielle :

$$\frac{V}{T} \frac{dv^*}{dt^*} + \frac{\beta}{m} V^2 (v^*)^2 = g$$

soit :

$$\frac{dv^*}{dt^*} + \frac{\beta}{m} VT (v^*)^2 = \frac{gT}{V}$$

On choisit T et V de telle façon à écrire une forme générique de l'équation différentielle :

$$\frac{dv^*}{dt^*} + (v^*)^2 = 1$$

soit :

$$\frac{\beta}{m} VT = 1 \quad \text{et} \quad \frac{gT}{V} = 1$$

Ainsi $V = gT$ et :

$$\frac{\beta}{m} gT^2 = 1$$

soit

$$\boxed{T = \sqrt{\frac{m}{\beta g}}} \quad \text{et} \quad \boxed{V = gT = \sqrt{\frac{mg}{\beta}}}$$

T donne un ordre de grandeur typique du temps d'évolution de la vitesse. En régime permanent (accélération nulle), on a $(v^*)^2 = 1$, ainsi V est la vitesse atteinte en régime permanent.

Application numérique : on peut écrire le coefficient β sous la forme

$$\kappa = \frac{1}{2} \rho S c_x$$

Où ρ désigne la masse volumique de l'air, S la surface et c_x un coefficient proche de 1. Ainsi, pour un homme en chute libre sans parachute :

$$\kappa \approx 0,25$$

$$v_{\text{lim}} = 60 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \approx 200 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$$

$$T = 6 \text{ s}$$

Ainsi, si la chute dure beaucoup moins longtemps que 6 secondes, on pourra considérer que l'on est en chute libre ($v = -gt$) ; et si la chute dure beaucoup plus longtemps que 6 secondes, que l'on a atteint la vitesse limite V .

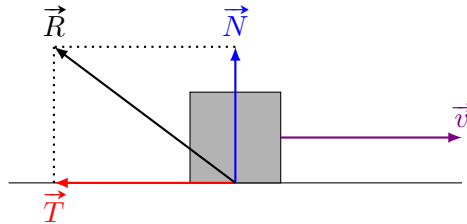
7 La force de frottement entre des solides

7.1 Les lois de Coulomb

La force exercée par le support sur un objet est appelée **réaction** du support et on la note $\vec{R}$. Elle se décompose en deux forces

$$\vec{R} = \vec{N} + \vec{T}$$

- $\vec{N}$ est la force de réaction **normale** (c.à.d. perpendiculaire) au support, dirigée vers l'extérieur ;
- $\vec{T}$ est la force de réaction **tangentielle** (c.à.d. parallèle) au support, de direction opposée à la vitesse.



Dans le schéma ci-dessus, si on note $\vec{u}_y$ la verticale ascendante, on a :

$$\vec{N} = N\vec{u}_y$$

avec $\vec{u}_y$ qui est bien dirigé vers l'extérieur. La composante N de la réaction normale doit forcément être positive : si le calcul donne une valeur nulle ou négative, cela marque le **décollement** de l'objet de la surface. Nous verrons des exemples en exercice.

Les relations entre les **normes** des forces $\vec{N}$ et $\vec{T}$ sont appelées les **lois du frottement de Coulomb** :

- si le solide est en glissement sur la surface, alors :

$$\|\vec{T}\| = f \|\vec{N}\|$$

- si le solide ne glisse pas sur la surface, alors :

$$\|\vec{T}\| < f \|\vec{N}\|$$

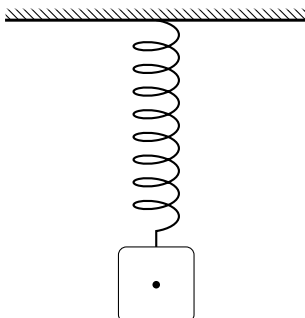
Le coefficient f est le **coefficient de frottement**. C'est un nombre sans dimension, souvent inférieur à 1 et qui dépend fortement de l'état de surface (humide, graissée...) mais pas de l'aire de la surface.

Attention

- | Il s'agit d'une inégalité entre les **normes** des vecteurs.

8 Force de rappel d'un ressort

8.1 Observation expérimentale



- Lorsque l'on ajoute la masse, le ressort s'étire et la masse atteint une position d'équilibre différente.
- Lorsque $m = 0$ g, la longueur du ressort est $\ell = 9,5$ cm.
- Lorsque $m = 100$ g, $\ell = 14,2$ cm.
- Lorsque $m = 200$ g, $\ell = 19,3$ cm.

Un ressort est un fil de métal torsadé. Lorsqu'il est faiblement déformé, l'élasticité naturelle du matériau tend à le faire revenir à sa configuration de départ.

8.2 Force de rappel élastique

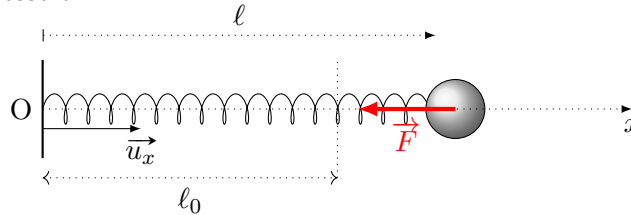
Définition. Un ressort est caractérisé par

- sa **longueur à vide** ℓ_0 ;
- sa **raideur** k qui s'exprime en N/m.

Lorsque le ressort est déformé, il exerce une force de rappel :

$$\vec{F} = -k(\ell - \ell_0) \vec{u}_x$$

où ℓ est la longueur du ressort.

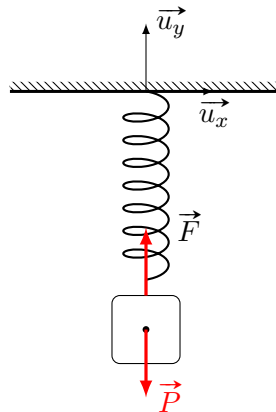


! Attention

Le signe de la force donnée dépend du schéma : de façon générale, il faut regarder le sens dans lequel s'exerce la force si on étire le ressort ($\ell - \ell_0 > 0$) et placer le signe en conséquence.

8.3 Position d'équilibre

On recherche la longueur d'équilibre du ressort :



On étudie l'équilibre de la masse suspendue au ressort dans le référentiel de la salle de classe. On définit la longueur à vide ℓ_0 et la raideur k du ressort et la masse m . On définit $\vec{u}_y$ comme la verticale ascendante.

Bilan des forces. Le point M est soumis à son poids :

$$\vec{P} = m\vec{g} = -mg\vec{u}_y$$

et à la force de rappel élastique :

$$\vec{F} = k(\ell - \ell_0) \vec{u}_y$$

La force de rappel élastique s'exerce vers le haut si le ressort est étiré, d'où le signe. À l'équilibre, le PFD donne :

$$\vec{P} + \vec{F} = \vec{0} \quad \text{soit} \quad -mg + k(\ell_{\text{eq}} - \ell_0) = 0$$

$$k(\ell_{\text{eq}} - \ell_0) = mg$$

La longueur du ressort est donc :

$$\ell_{\text{eq}} = \ell_0 + \frac{mg}{k}$$

Ceci est conforme avec l'expérience.

- Plus la force exercée sur le ressort est élevée, plus le ressort est étiré.
- Plus le ressort est raide, moins il est étiré.

Application numérique : La raideur du ressort utilisé dans l'expérience est :

$$k = \frac{mg}{\ell - \ell_0} = 10 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$$

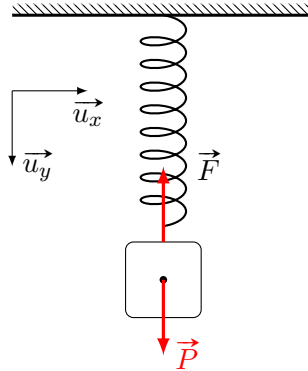
8.4 L'oscillateur harmonique mécanique

❶ **De quoi parle-t-on ?** Le mouvement vertical d'une masse, assimilée à un point matériel M, dans le référentiel de la salle de classe.

❷ **Modélisation.**

- Origine : au point d'attache du ressort.
- Instant initial : le moment où l'on relâche le ressort.
- Repère : y est la verticale descendante, x et z deux vecteurs horizontaux tel que xyz soit une base orthonormale directe (BOND). Ainsi la longueur du ressort est $\ell(t) = y(t)$ (on ignore la taille de la masse : on pourra supposer la masse ponctuelle ou simplement intégrer la taille de la masse dans la longueur du ressort).

❸ **Schéma.**



❹ **Bilan des forces.** Nous négligeons tout frottement. Nous prenons en compte deux forces :

- le poids :

$$\vec{P} = m \vec{g} = mg \vec{u}_y$$

- la force de rappel élastique :

$$\vec{F} = -k(\ell(t) - \ell_0) \vec{u}_y = -k(y(t) - \ell_0) \vec{u}_y$$

On voit que si on étire le ressort (donc $y(t) - \ell_0 > 0$), la force de rappel va être vers le haut, donc selon $-\vec{u}_y$.

❺ **Accélération.** On étudie uniquement le mouvement vertical :

$$\vec{a}(t) = \ddot{y}(t) \vec{u}_y$$

❻ **Deuxième loi de Newton.**

$$m \vec{a} = \vec{P} + \vec{F}$$

⑦ **Équations scalaires.** On projette le PFD sur la coordonnée y :

$$m\ddot{y}(t) = -k(y(t) - \ell_0) + mg$$

⑧ On obtient une équation différentielle sur l'allongement du ressort $y(t)$:

$$m\ddot{y}(t) = -ky(t) + k\ell_0 + mg$$

Soit :

$$m\ddot{y}(t) + ky(t) = k\left(\ell_0 + \frac{mg}{k}\right)$$

On reconnaît la longueur d'équilibre du ressort $\ell_{\text{eq}} = \ell_0 + \frac{mg}{k}$.

$$\ddot{y}(t) + \frac{k}{m}y(t) = \frac{k}{m}\ell_{\text{eq}}$$

C'est l'équation différentielle de l'oscillateur harmonique. On identifie dans ce cas :

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m} \quad \text{soit} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

La période et la fréquence sont :

$$f = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} \quad \text{et} \quad T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$$

Pour résoudre cette équation :

① On écrit l'**équation homogène** associée à l'équation différentielle obtenue.

$$\ddot{y}(t) + \omega_0^2 y(t) = 0$$

② On écrit la **forme générale de la solution de l'équation homogène**.

$$y(t) = A \cos(\omega_0 t) + B \sin(\omega_0 t)$$

③ On recherche une **solution particulière constante**. On voit que $y(t) = \ell_{\text{eq}}$ est une solution particulière de l'équation différentielle.

④ On écrit la **solution générale**.

$$y(t) = A \cos(\omega_0 t) + B \sin(\omega_0 t) + \ell_{\text{eq}}$$

⑤ On détermine les constantes à l'aide des **conditions initiales**. On a :

$$y(0) = y_0 \quad \text{et} \quad \dot{y}(0) = 0$$

Or :

$$y(0) = A \times 1 + B \times 0 + \ell_{\text{eq}} \quad \text{donc} \quad y(0) = A + \ell_{\text{eq}}$$

Donc :

$$A = y_0 - \ell_{\text{eq}}$$

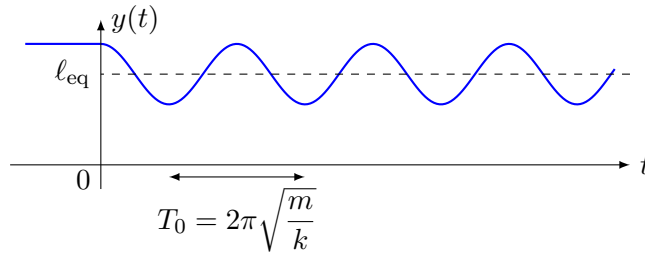
Et :

$$\dot{y}(t) = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t) + B\omega_0 \cos(\omega_0 t) + 0$$

$$\dot{y}(0) = -A\omega_0 \times 0 + B\omega_0 \times 1 = B\omega_0 \quad \text{donc}$$

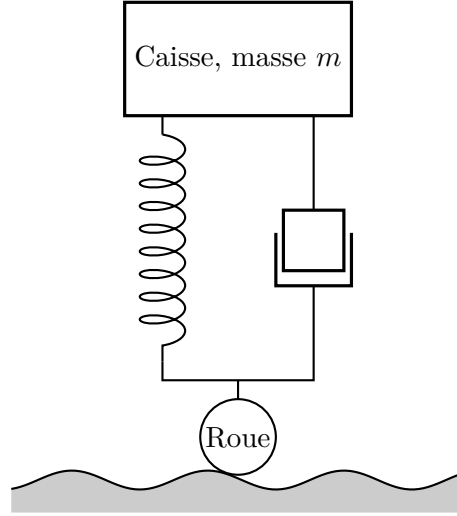
Ainsi $B = 0$. Finalement :

$$y(t) = (y_0 - \ell_{\text{eq}}) \cos(\omega_0 t) + \ell_{\text{eq}}$$



8.5 Étude d'un amortisseur

On considère une route au profil irrégulier, comme sur le schéma de principe ci-dessous.



Du fait de la vitesse de la voiture, l'irrégularité spatiale devient une excitation temporelle de l'oscillateur, à la période λ/v , où v est la vitesse du véhicule. On considère donc le profil de la route :

$$y_r(t) = Y_r \cos(\omega t)$$

d'après le théorème de Fourier, cela permet de modéliser tout profil de route.

Modélisation. On étudie le mouvement de la caisse dans le référentiel en translation rectiligne uniforme par rapport à la route (il est donc galiléen). $\vec{u}_y$ est la verticale ascendante. y l'altitude de la caisse et y_r l'altitude de la route.

Bilan des forces. L'amortisseur exerce une force :

$$\vec{F}_f = -\alpha (\dot{y} - \dot{y}_r) \vec{u}_y$$

Le ressort exerce une force :

$$\vec{F}_r = -k (y - y_r - \ell_0) \vec{u}_y$$

Enfin, la caisse subit son poids :

$$\vec{P} = -mg \vec{u}_y$$

D'après le PFD, projeté sur l'axe y :

$$m\ddot{y} = -\alpha (\dot{y} - \dot{y}_r) - k (y - y_r - \ell_0) - mg$$

On note $z = y - \ell_0 + mg/k$ ainsi :

$$m\ddot{z} = -\alpha (\dot{z} - \dot{y}_r) - k (z - y_r)$$

$$m\ddot{z} + \alpha\dot{z} + kz = \alpha\dot{y}_r + ky_r$$

On définit $\underline{Y}_r$ l'amplitude complexe de $y_r(t)$ et $\underline{Z}$ l'amplitude complexe de $z(t)$:

$$m(j\omega)^2 \underline{Z} + j\omega\alpha \underline{Z} + k\underline{Z} = j\omega\alpha \underline{Y}_r + k\underline{Y}_r$$

$$\underline{Z} = \frac{k + j\omega\alpha}{k + j\omega\alpha + m(j\omega)^2} \underline{Y}_r$$

L'effet de l'amortisseur est celui d'un filtre passe-bas mécanique, il atténue les variations rapides de $\underline{Y}_r$. C'est l'inertie du système qui joue ce rôle.

Un effet analogue est observé près d'un concert où l'on entend que les basses au sein d'un bâtiment.