Lois de Newton.

Introduction.

On a vu dans le chapitre précédent les outils permettant de décrire le mouvement d'un point ou d'un solide. On va maintenant s'attacher à l'étude des causes du mouvement et des principes posés et exploités en dynamique pour en déduire le mouvement d'un système.

1. Eléments d'inertie d'un système mécanique.

1.1. Masse inertielle et quantité de mouvement d'un point.

a. Masse inertielle.

Dans le chapitre précédent, on a introduit les éléments nécessaires à la description du mouvement d'un point, mais il ne suffit pas de connaitre le mouvement du système étudié pour faire le lien avec les causes de ce mouvement :

- Pour attraper une balle de tennis lancé à une vitesse v, il suffit en général d'être relativement habile (et que le lanceur le soit aussi).
- Si on remplace la balle de tennis par une boule de pétanque, il est en général conseillé d'être également relativement costaux.

Définition : L'inertie d'un système mécanique mesure la capacité de ce dernier à s'opposer à la modification de son mouvement.

b. Modèle du point matériel.

Définition : La masse (inertielle) d'un système mécanique Σ, souvent notée m_Σ, est une grandeur scalaire mesurant l'inertie d'un système relativement à son mouvement global de translation. Elle s'exprime en kg.

Modèle du point matériel : Le modèle du point matériel revient à réduire la description d'un système à un point auquel on attribue la masse totale du système.

Définition : Pour un point matériel M de masse m et de vitesse dans le référentiel R $\vec{v}_{M/R}$, on définit la quantité de mouvement $\vec{p}_{M/R}$ comme le produit de la masse par le vecteur vitesse : $\vec{p}_{M/R} = m.\vec{v}_{M/R}$

1.2. Centre d'inertie et quantité de mouvement d'un système.

a. Quantité de mouvement.

Définition : Pour un système étendu, la masse et la quantité de mouvement totale du système sont la somme des masses et des quantités de mouvement de l'ensemble des parties du système.
Pour une répartition de points matériels donnée par : $\{M_i, m_i\} \quad i \in [1, N]$,

La masse totale est : $m_\Sigma = \sum_{i=1}^{N} m_i$; la quantité de mouvement totale est exprimée par : $\vec{p}_{\Sigma,R} = \sum_{i=1}^{N} m_i \vec{v}_{i,R}$

b. Centre d'inertie.

Définition : Pour un système matériel Σ étendu, on définit le centre d'inertie G du système comme le barycentre de la répartition de masse du système.
Pour une répartition de points matériels donnée par : $\{M_i, m_i\} \quad i \in [1, N]$, le vecteur position du centre d'inertie G est donnée par : $m_\Sigma.\overrightarrow{OG} = \sum_{i=1}^{N} m_i \overrightarrow{OM}_i$

Propriété : Pour un système étendu de masse totale m_Σ et de centre d'inertie G, la quantité de mouvement totale du système dans le référentiel R peut s'écrire sous la forme : $\vec{p}_{\Sigma,R} = m_\Sigma \vec{v}_{G/R}$

Démonstration : On peut partir de la définition du centre d'inertie G : $m_\Sigma.\overrightarrow{OG} = \sum_{i=1}^{N} m_i \overrightarrow{OM}_i$

On dérive alors cette relation par rapport au temps dans le référentiel d'étude R :
$\frac{d}{dt}\left(m_\Sigma.\overrightarrow{OG}\right) = m_\Sigma \vec{v}_{G/R}$ et $\frac{d}{dt}\left(\sum_{i=1}^{N} m_i \overrightarrow{OM}_i\right)_R = \sum_{i=1}^{N} m_i \vec{v}_{i,R} = \vec{p}_{\Sigma/R}$, on obtient bien $\vec{p}_{\Sigma,R} = m_\Sigma \vec{v}_{G/R}$.

Propriété : En appliquant le modèle du point matériel à un objet étendu, on étudie en fait le mouvement de translation du centre d'inertie du système étudié.

2. Les lois de Newton, ou les principes de la mécanique newtonienne.

2.1. Première loi de Newton (ou principe d'inertie).

<u>Enoncé</u> : Il existe des référentiels, dits galiléens, pour lesquels le mouvement d'un point matériel isolé est une translation rectiligne uniforme.

- Une translation rectiligne uniforme est un **<u>mouvement de vecteur vitesse constant</u>**.
- Un point matériel isolé n'est soumis à **<u>aucune action mécanique</u>**.
- La mécanique Newtonienne (ou classique) postule donc l'existence de référentiels galiléens.

Cette année, les référentiels d'études seront supposés galiléens. Par exemple le référentiel terrestre n'est pas parfaitement galiléen mais l'hypothèse reste raisonnable pour la plupart des systèmes étudiés.

- Mouvement relatifs de deux référentiels galiléens :

Si on suppose que deux référentiels R_1 et R_2 sont galiléens, les vecteurs vitesses $\vec{v}_{M/R_1}$ et $\vec{v}_{M/R_2}$ d'un point matériel isolé sont constants dans chacun des référentiels.

$\vec{v}_{M/R_1}$ est de direction constante dans R_1. R_2 ne peut pas être en rotation par rapport à R_1 puisque dans ce cas la direction du vecteur vitesse du point M étudié serait variable dans R_2.
R_1 et R_2 sont donc en translation l'un par rapport à l'autre, c'est-à-dire qu'ils partagent le même système d'axe $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$.
Il reste à étudier le mouvement relatif de leurs origines.

En reprenant l'expression de la vitesse dans le référentiel R_1 : $\vec{v}_{M/R_1} = \left(\dfrac{d\overrightarrow{O_1M}}{dt}\right)_{R_1} = \left(\dfrac{d\overrightarrow{O_1O_2}}{dt}\right)_{R_1} + \left(\dfrac{d\overrightarrow{O_2M}}{dt}\right)_{R_1}$

On identifie alors $\left(\dfrac{d\overrightarrow{O_1O_2}}{dt}\right)_{R_1} = \vec{v}_{O_2/R_1}$ et puisque les directions fixes sont identiques dans R_1 et R_2 $\left(\dfrac{d\overrightarrow{O_2M}}{dt}\right)_{R_1} = \left(\dfrac{d\overrightarrow{O_2M}}{dt}\right)_{R_2} = \vec{v}_{M/R_2}$ et finalement : $\vec{v}_{M/R_1} = \vec{v}_{O_2/R_1} + \vec{v}_{M/R_2}$ et on en conclut que $\vec{v}_{O_2/R_1}$ est constant.

<u>Conclusion</u> : Deux référentiels galiléens sont en translation rectiligne uniforme l'un par rapport à l'autre.

2.2. Actions mécaniques. Troisième loi de Newton.

a. <u>Définitions.</u>

<u>Définition d'une action mécanique</u> : La notion d'action mécanique regroupe tous les phénomènes susceptibles de mettre en mouvement un objet (ou de le déformer si c'est possible).

<u>Actions mécaniques sur un point matériel :</u>

Lorsqu'on considère un point matériel M, l'action mécanique exercée par un système extérieur S sur le point M est décrite par un vecteur nommé vecteur force et généralement noté $\vec{F}_{S \to M}$. Son unité est le Newton (N).

<u>Actions mécaniques sur un système matériel :</u>

Lorsqu'on considère un système matériel Σ, on pourra définir une action mécanique en précisant le vecteur force qui lui est associé et sur quelle sous partie du système elle s'applique. On reviendra sur ce point quand on étudiera le mouvement d'un solide à la fin de cette séquence de mécanique.

b. <u>Troisième loi de Newton, principe des actions réciproques.</u>

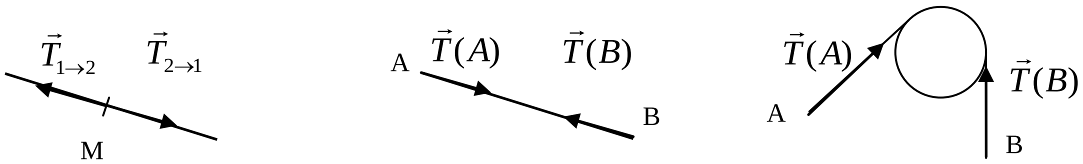
Soient deux points matériels M_1 et M_2. On note $\vec{F}_{1\to 2}$ la force exercée par M_1 sur M_2, et $\vec{F}_{2\to 1}$ la force exercée par M_2 sur M_1. Le principe des actions réciproques affirme que ces deux forces sont de même direction que l'axe (M_1M_2) , de même normes et de sens opposés. $\vec{F}_{2\to 1} = -\vec{F}_{1\to 2}$; $\vec{F}_{1\to 2} \wedge \overrightarrow{M_1M_2} = \vec{0}$

<u>Exemple</u> : La force exercée par une personne sur la terre est de même intensité que celle exercée par la terre sur cette personne. Pour la personne, cette force est importante car sa masse est petite, pour la terre, elle est ridicule car sa masse est énorme.

c. <u>Application : tension d'un fil idéal.</u>

On considère un fil tendu entre deux points A et B, et M un point le long du fil.

La tension $\vec{T}_{1\to 2}$ du fil est la force exercée par la partie du fil d'un coté de M (1) sur l'autre partie du fil (2). La tension $\vec{T}_{1\to 2}$ est orientée de (2) vers (1).



- Le principe d'action réaction affirme que en un point M le long du fil : $\vec{T}_{2\to1} = -\vec{T}_{1\to2}$.
- Pour un fil idéal, c'est-à-dire de masse nulle (ou négligeable) et inextensible, on montre alors que les tensions exercées par le fil sur les points A et B sont opposés.
- Pour un fil et une poulie idéale, poulie de masse nulle (ou négligeable) et le fil ne glissant pas sur la poulie, on montre alors que les tensions exercées par le fil sur les points A et B sont de même norme.

2.3. Seconde loi de Newton (ou principe fondamental de la dynamique ou loi de la quantité de mouvement).

Enoncé : Dans un référentiel galiléen, la quantité de mouvement du point matériel M de masse m est reliée à l'ensemble des forces exercées sur ce point par l'équation : $\left(\dfrac{d\vec{p}_{M/R}}{dt}\right)_R = \sum \vec{F}_{\to M}$

Pour un système mécanique plus complexe qu'un point matériel, le principe fondamental de la dynamique se traduit simplement par : $\left(\dfrac{d\vec{p}_{\Sigma/R}}{dt}\right)_R = \sum \vec{F}_{\to\Sigma}$

Pour un système fermé de masse constante et de centre d'inertie G $\left(\dfrac{d\vec{p}_{\Sigma/R}}{dt}\right)_R = m\vec{a}_{G/R} = \sum \vec{F}_{\to\Sigma}$

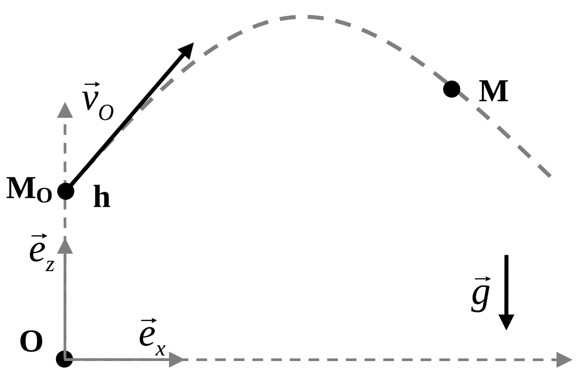
3. Mouvement dans le champ de pesanteur terrestre uniforme.

On considère un projectile modélisé par un point matériel M de masse m dans le champ de pesanteur terrestre.
On se place dans le référentiel terrestre R supposé galiléen.

On utilise une base de projection cartésienne $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ avec $(\vec{e}_z)$ vertical vers le haut et le vecteur vitesse à l'instant initial $\vec{v}_O$ dans le plan $(\vec{e}_x, \vec{e}_z)$.

Le bilan des actions mécaniques s'exerçant sur le projectile est :

- **L'action mécanique de la gravité terrestre s'exerce à distance** en tout point du solide et peut être modélisée comme une force de vecteur $\vec{P} = m\vec{g}$ qui s'applique au centre d'inertie du système, qu'on appelle souvent le « poids ».
- **L'action mécanique de l'air sur le solide est une action de contact**. Elle peut être modélisée par deux composantes :
  - ➢ La poussée d'Archimède qui résulte des forces de pression exercé par le fluide entourant le solide. Elle est modélisable par une force s'appliquant au centre de masse du solide et de vecteur $\vec{A} = -m_D\vec{g}$ où m_D est la masse de fluide déplacée par le solide.
  - ➢ Une trainée qui résulte des frottements engendrés par le mouvement du solide dans le fluide et qui s'oppose à ce mouvement. On la modélise par un vecteur force s'appliquant au centre d'inertie, de même direction mais de sens opposé au vecteur vitesse. L'expression de sa norme fait l'objet de plusieurs modélisations possibles.



3.1. Etude en négligeant les frottements.

a. Bilan des forces.

La liste des forces s'exerçant sur le projectile est :

- Le poids du projectile : $\vec{P} = m\vec{g}$
- On néglige toutes forces de frottement et on supposera que la poussée d'Archimède est négligeable.

b. Application de la seconde loi de Newton.

Dans le référentiel terrestre supposé galiléen, la seconde loi de Newton s'énonce : $\left(\dfrac{d\vec{p}_{M/R}}{dt}\right)_R = \vec{P}$

On la traduit alors car le point matériel est de masse constante : $\left(\dfrac{d\vec{p}_{M/R}}{dt}\right)_R = m\vec{a}_{M/R}$ ce qui donne : $\vec{a}_{M/R} = \vec{g}$

On retombe sur le cas du mouvement à accélération constante vue dans le cours de cinématique.

3.2. Etude en appliquant un modèle de frottement linéaire.

La force de frottement fluide linéaire est un bon modèle dans le cas où l'écoulement de l'air autour du projectile présente un caractère laminaire, ce qui est le cas pour de faibles vitesses du projectile par rapport au fluide dans lequel il évolue.

a. Bilan des forces.

La liste des forces s'exerçant sur le projectile est :

- Le poids du projectile : $\vec{P} = m\vec{g}$
- La force de frottement linéaire exprimée par : $\vec{f} = -\alpha.\vec{v}_{M/R}$.
- On néglige encore ici la poussée d'Archimède.

b. Application de la seconde loi de Newton.

On applique la loi seconde loi de Newton dans le référentiel terrestre supposé galiléen : $\left(\dfrac{d\vec{p}_{M/R}}{dt}\right)_R = \vec{P} - \alpha.\vec{v}_{M/R}$

On la projette sur les vecteurs de la base :

$$m.\ddot{x} = -\alpha\dot{x} \quad m.a_y = 0 \quad m\ddot{z} = -mg - \alpha\dot{z}$$

On obtient ici les équations du mouvement pour le projectile.

c. Résolution des lois du mouvement obtenues. (A faire en direct)

3.3. Etude en appliquant un modèle de frottement quadratique.

La force de frottement fluide quadratique est un bon modèle dans le cas où l'écoulement de l'air autour du projectile présente un caractère turbulent, ce qui est le cas pour de grandes vitesses du projectile par rapport au fluide dans lequel il évolue.

a. Bilan des forces.

La liste des forces s'exerçant sur le projectile est :

- Le poids du projectile : $\vec{P} = m\vec{g}$
- La force de frottement quadratique exprimée par : $\vec{f} = -\beta\|\vec{v}_{M/R}\|\vec{v}_{M/R}$.

b. Application de la seconde loi de Newton.

Seconde loi de Newton mouvement dans le référentiel terrestre supposé galiléen : $\left(\dfrac{d\vec{p}_{M/R}}{dt}\right)_R = \vec{P} - \beta\|\vec{v}_{M/R}\|\vec{v}_{M/R}$

On la projette sur les vecteurs de la base pour obtenir les équations du mouvement :

$$\boxed{m.\ddot{x} = -\beta\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{z}^2}\,\dot{x} \quad m.a_y = 0 \quad m\ddot{z} = -mg - \beta\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{z}^2}\,\dot{z}}$$

On obtient un système d'équations couplées et non linéaires. Il est impossible d'en extraire des solutions analytiques dans le cas général.

c. Cas particulier de la chute libre sans vitesse initiale.

On s'intéresse maintenant à un sous cas de l'étude précédente où le système est lâché sans vitesse initiale. On se ramène alors à une étude à une dimension où la cote z vérifie l'équation : $m\ddot{z} = -mg + \beta\dot{z}^2$

On introduit la norme de la vitesse du projectile en posant $\dot{z} = -v$. Elle vérifie alors l'équation : $\boxed{\dfrac{dv}{dt} + \dfrac{\beta}{m}v^2 = g}$

C'est une équation différentielle d'ordre 1 mais elle est non linéaire.

<u>On va d'abord montrer comment on peut extraire des renseignements de l'équation différentielle sans chercher à la résoudre.</u>

- On peut déterminer une solution particulière de l'équation qui correspond au régime stationnaire, déterminant ainsi la vitesse limite atteinte par le projectile :

Dans ce cas, on observe que $\frac{dv_l}{dt}=0$ puisqu'on cherche une solution particulière constante et on obtient $\boxed{v_l=\sqrt{\frac{mg}{\beta}}}$

- On peut ensuite chercher à dégager le temps caractéristique du régime transitoire amenant le point matériel de la vitesse nulle à la vitesse limite.

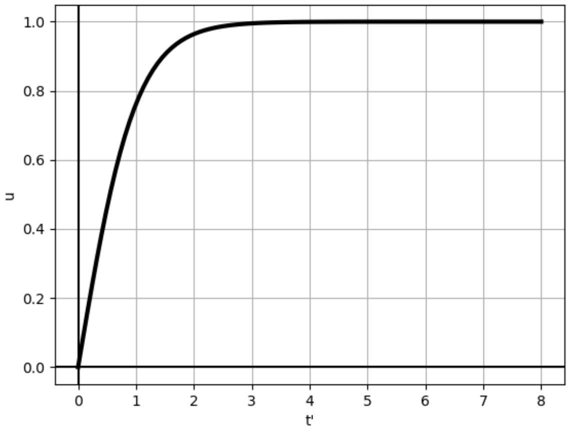
Pour cela, on va introduire les variables adimensionnées associés à ce système :

✓ La vitesse réduite est définie par $\boxed{u=\frac{v}{v_l}}$ et elle vérifie l'équation : $\frac{du}{dt}+\sqrt{\frac{\beta g}{m}}u^2=\sqrt{\frac{\beta g}{m}}$

✓ Puis le temps réduit défini par : $\boxed{t'=\frac{t}{\tau} \quad avec \quad \tau=\sqrt{\frac{m}{\beta g}}}$ l'équation devient : $\boxed{\frac{du}{dt'}+u^2=1}$

✓ On peut donc conclure sans avoir résolu formellement l'équation différentielle que la particule atteindra une vitesse de chute constante v_l au bout d'un temps caractéristique τ.

<u>Remarque</u> : on peut résoudre l'équation aux variables réduites obtenue par la méthode de séparation des variables.
La représentation graphique de la courbe donnant u=f(t') est représentée ci-dessous.

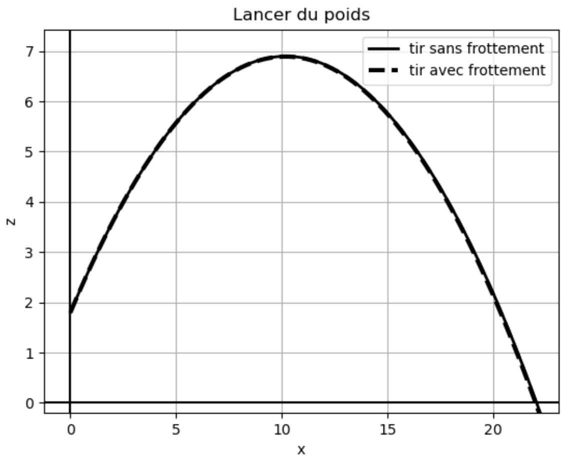


d. <u>Résolution numérique des équations du mouvement dans le cas général.</u>

Par un programme python à disposition sur cahier de prépa, on peut établir les solutions numériques des équations de la partie b. et obtenir la trajectoire des projectiles dans différents cas :

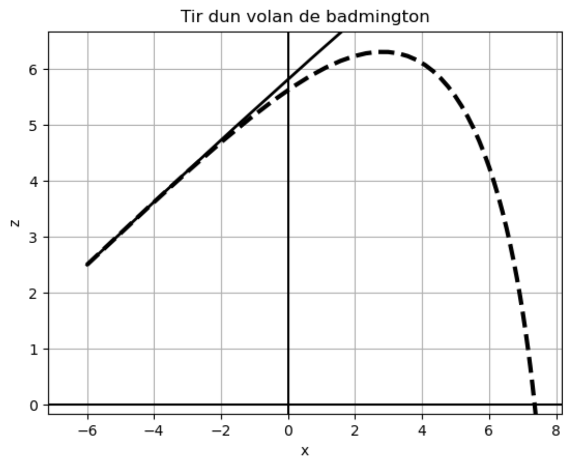
✓ On considère le lancer d'un poids de 7kg par un « beau bébé » en supposant qu'il le lance avec un angle initial de 45°, une vitesse initiale de 14m.s^{-1} et on prend un coefficient β de l'ordre de 10^{-3}kg.m^{-1} (estimation pour une sphère de rayon 10cm dans l'air).

✓ On observe dans ce cas que les trajectoires avec et sans frottement sont quasiment identiques, les frottements sont donc négligeables pour ce type d'étude.



✓ On considère le tir d'un volant de badminton de masse 5.10^{-3}kg par un joueur au fond du terrain avec un angle initial de 30°, une vitesse initiale de 100m.s^{-1} depuis une hauteur de 2,5m. On prend un coefficient β de l'ordre de 10^{-3}kg.m^{-1}.

On observe dans ce cas que les trajectoires avec et sans frottement sont très différentes. Celle avec frottement finit en fond de terrain en face alors que celle sans frottement finit à plus de 200m.

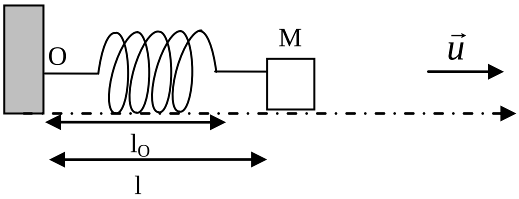


4. Oscillations autour d'un point d'équilibre.

4.1. Masse accrochée à un ressort.

a. <u>Ressort orienté horizontalement.</u>

On considère un objet modélisé par un point matériel M de masse m relié à un point O sur le même axe horizontal que M par un ressort de longueur à vide l_O et de raideur k. La masse est astreinte à se déplacer sur un axe horizontal (par exemple, à l'aide d'une liaison glissière).



Bilan des forces s'appliquant sur la masse :

La force de rappel élastique : $\vec{F}_{el} = -k(l-l_O)\vec{u}$

La force de gravité : $\vec{P} = m\vec{g}$

La réaction du support supposé sans frottement : $\vec{R}$

On choisit une base de projection cartésienne $\left(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\right)$ avec $\vec{u} = \vec{e}_x$, $\vec{e}_z$ vertical vers le haut. On choisit pour origine spatiale le point M_O position de M lorsque le ressort n'est pas étendu. La coordonnée x s'exprime alors : $x = (l - l_O)$

On applique la seconde loi de Newton à la masse dans le référentiel terrestre supposé galiléen. $\left(\dfrac{d\vec{p}_{M/R}}{dt}\right)_R = \vec{P} + \vec{F}_{el} + \vec{R}$

<u>On projette selon la direction $\vec{e}_z$</u> : $0 = -mg + R_Z$ La réaction du support est de même norme, de même direction et de sens opposé au poids.

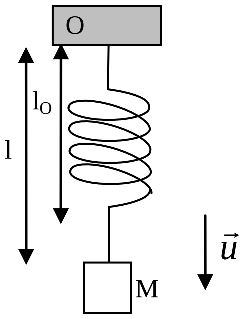
<u>On projette selon la direction $\vec{e}_x$</u> : $m\ddot{l} = -k(l - l_O)$

$$\boxed{\ddot{x} + \omega_O^2 x = 0} \text{ avec la pulsation propre } \omega_O = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

On obtient l'équation de l'oscillateur harmonique comme équation du mouvement.

b. <u>Ressort orienté verticalement et masse soumise à des frottements linéaires.</u>

On considère un objet modélisé par un point matériel M de masse m relié à un point O sur le même axe vertical et au dessus de M par un ressort de longueur à vide l_O et de raideur k. On considère que la masse se déplace uniquement selon la direction verticale et qu'elle est soumise à une force de frottement linéaire.



Liste des forces s'appliquant sur la masse :

La force de rappel élastique : $\vec{F}_{el} = -k(l-l_O)\vec{u}$

La force de gravité : $\vec{P} = m\vec{g}$

La force de frottement linéaire : $\vec{F}_f = -\lambda \vec{v}_{M/R}$

On choisit une base de projection cartésienne telle que $\vec{e}_z$ soit vertical vers le haut et pour origine spatiale le point O.

La seconde loi de Newton dans le référentiel terrestre supposé galiléen : $\left(\dfrac{d\vec{p}_{M/R}}{dt}\right)_R = \vec{P} + \vec{F}_{el} + \vec{F}_f$

On projette alors sur la direction verticale : $m.\ddot{z} = -mg + k(-z - l_O) - \lambda \dot{z}$

On ramène l'étude au mouvement autour de la position d'équilibre qui est déterminée par écriture de la condition d'équilibre : $\vec{P} + \vec{F}_{el} + \vec{F}_f = \vec{0}$ ce qui amène $z_{eq} = -\dfrac{mg}{k} - l_O$.

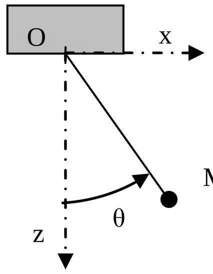
On introduit alors la nouvelle variable $Z = z - z_{eq}$. Alors Z(t) vérifie : $m.\ddot{Z} + \lambda \dot{Z} + kZ = 0$

On peut mettre l'équation du mouvement autour de la position d'équilibre sous la forme canonique de l'oscillateur harmonique amorti : $\ddot{Z} + \dfrac{\omega_O}{Q}\dot{Z} + \omega_O^2 Z = 0$

Avec pour pulsation propre : $\omega_O = \sqrt{\dfrac{k}{m}}$ et le facteur de qualité : $Q = \dfrac{1}{\lambda}\sqrt{km}$

4.2. Pendule simple

a. Système étudié.



On considère un pendule constitué d'un point matériel M de masse m relié à un point O fixe par un fil de masse négligeable et inextensible de longueur l.

Les forces qui s'exercent sur le point matériel sont :

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

La tension du fil : $\vec{T}$

On choisit une base de projection polaire $\left(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_y\right)$, θ est l'angle entre la verticale vers le bas et la direction de $\overrightarrow{OM}$

b. Etablissement de l'équation du mouvement.

On écrit la seconde loi de Newton dans le référentiel terrestre supposé galiléen : $\left(\frac{d\vec{p}_{M/R}}{dt}\right)_R = \vec{P} + \vec{T}$

On projette selon $\left(\vec{e}_r\right)$: $-m.l\dot{\theta}^2 = T + mg\cos\theta$ On projette selon $\left(\vec{e}_\theta\right)$: $m.l\ddot{\theta} = -mg\sin\theta$

On obtient alors l'équation du mouvement du pendule : $\ddot{\theta} + \omega_O^2 \sin\theta = 0$ Avec la pulsation propre $\omega_O = \sqrt{\frac{g}{l}}$

Cette équation différentielle n'est pas linéaire, il n'y a donc pas de résolution analytique possible.

c. Equation du mouvement aux petits angles.

On se ramène souvent à l'étude des solutions pour des petits angles. On fait alors l'approximation $\sin\theta \approx \theta$

On obtient alors l'équation du mouvement de l'oscillateur harmonique $\ddot{\theta} + \omega_O^2\theta = 0$

5. Solide en glissement sur un plan incliné.

5.1. Système étudié.

On considère un skieur situé sur une piste inclinée d'un angle α. On le modélise par un solide de centre d'inertie G qu'on suppose resté en translation le long de la pente.
Le bilan des forces s'exerçant sur le solide est :

- **L'action à distance de la gravité terrestre**.
- **L'action de contact du plan sur le solide**. Elle se décompose en deux composantes :
  - ➢ Une composante normale perpendiculaire au plan de vecteur force $\vec{N}$. La norme et le point d'application de cette composante sont à déterminer en fonction du système.
  - ➢ Une composante tangentielle, résultant des frottements entre les deux systèmes, qui s'oppose au mouvement du solide (quand il y en a un) de vecteur force $\vec{T}$.

5.2. Situation d'équilibre ou mise en mouvement ?

On étudie une première situation pour laquelle on suppose que le skieur est initialement immobile sur la piste. Dans ce cas, les lois de la statique de Coulomb s'expriment de la manière suivante :

- ➢ Pour que la situation de non glissement du solide soit stable, c'est-à-dire que le solide reste en équilibre $\vec{v}_g = \vec{0}$, la composante tangentielle doit présenter une norme inférieure au produit de la norme de la composante normale par le coefficient de frottement statique f_S entre le solide et le support solide avec lequel il est en contact : $\left\|\vec{T}\right\| < f_S \left\|\vec{N}\right\|$
- ➢ Si ce n'est pas le cas, le solide se met alors en mouvement et on observe le début du glissement.

5.3. Etude du mouvement de glissement.

On étudie maintenant la situation pour laquelle on suppose que le skieur est initialement immobile sur la piste mais on sait que la condition de non glissement n'est pas respectée, il se met donc en mouvement.
Dans ce cas, les lois de la statique de Coulomb s'expriment de la manière suivante :

- ➢ Dans la situation de glissement du solide, c'est-à-dire que le solide est en mouvement par rapport à son support $\vec{v}_g \neq \vec{0}$, la composante tangentielle présente une norme égale au produit de la norme de la composante normale par le coefficient de frottement dynamique f_D entre le solide et le support solide avec lequel il est en contact : $\left\|\vec{T}\right\| = f_D \left\|\vec{N}\right\|$

Capacités exigibles

- Masse d'un système, conservation de la masse d'un système fermé.
- Quantité de mouvement d'un point d'un système de points. Lien avec le vitesse du centre d'inertie.
- Énoncer la première loi de Newton (ou principe d'inertie) comme condition d'existence de référentiels galiléens
- Décrire le mouvement relatif de deux référentiels galiléens.
- Etablir un bilan des forces sur un système ou sur plusieurs systèmes en interaction et en rendre compte sur un schéma.
- Exploiter la seconde loi de Newton pour déterminer les équations du mouvement d'un point matériel dans un référentiel galiléen.
- Mener l'étude d'un solide dans le champ de pesanteur avec ou sans frottement.
- Modéliser un comportement élastique par une loi de force linéaire.
- Établir l'équation du mouvement du pendule simple
- Frottements solide/solide : les lois de Coulomb ne sont pas à connaître mais l'étudiant doit savoir les exploiter pour résoudre un exercice