

# CHAPITRE 9

## Travail d'une force et énergie mécanique

Dans tout le chapitre, le système est étudié dans le référentiel terrestre, supposé galiléen.

### I. Travail d'une force

#### 1) Rappels de 1<sup>ère</sup> S

Une force est dite constante si cette force a même intensité, même direction et même sens durant tout le mouvement du système étudié.

Pour un mouvement localisé, proche de la surface de la Terre, le vecteur  $\vec{g}$  ne varie ni en sens, ni en direction, ni en intensité. Le poids est alors une force constante.

Le travail d'une force  $\vec{F}$  lorsque son point d'application se déplace de A jusqu'à B vaut, si cette force est constante au cours de ce mouvement :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) = \vec{F} \cdot \overline{AB}$$

Travail du poids (axe (Oz) ascendant) :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{P}) = \vec{P} \cdot \overline{AB} = -mg\vec{k} \cdot ((x_B - x_A)\vec{i} + (y_B - y_A)\vec{j} + (z_B - z_A)\vec{k}) = mg(z_A - z_B)$$

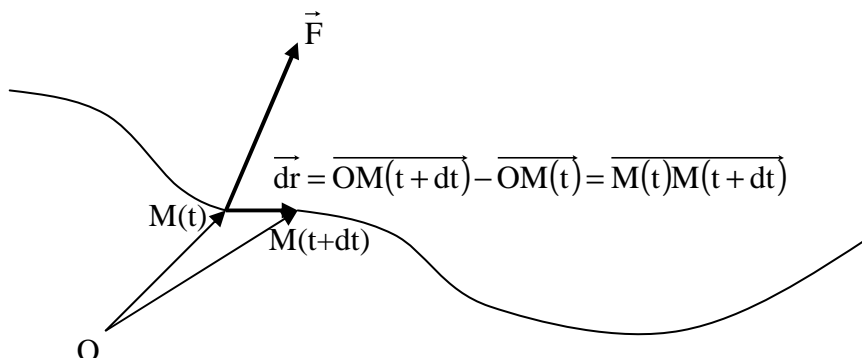
Le travail du poids  $\vec{P}$  lorsque son point d'application se déplace de A jusqu'à B vaut :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{P}) = mg(z_A - z_B)$$

#### 2) Travail élémentaire

On appelle déplacement d'un point M la variation du vecteur position au cours de son mouvement.

Si, à partir d'un instant t, la force  $\vec{F}$  peut être considérée comme **constante** sur une durée dt, alors le déplacement de son point d'application entre t et t+dt est dit **élémentaire**. Il est souvent noté  $\vec{dr}$ .

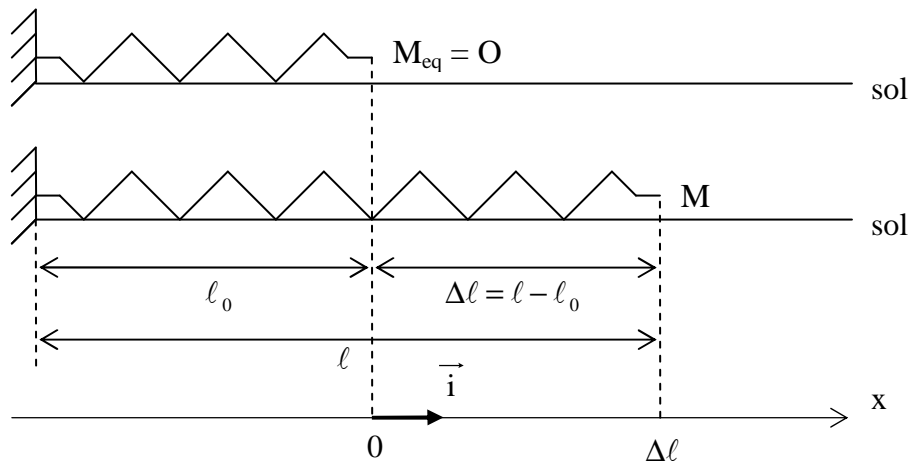


**Au cours d'un déplacement élémentaire  $\vec{dr}$  de son point d'application, la force  $\vec{F}$  effectue le travail suivant, appelé travail élémentaire :**

$$\delta W(\vec{F}) = \vec{F} \cdot \vec{dr}$$

### 3) Application au ressort : calcul d'un travail élémentaire

On considère un ressort horizontal d'extrémité libre M, de raideur k et de longueur à vide  $l_0$ . Pour étudier le mouvement du point M, on munit le plan d'un axe (Ox) orienté par le vecteur unitaire  $\vec{i}$ . L'origine de cet axe étant pris à la position d'équilibre stable de M, l'abscisse x de M correspond à l'allongement du ressort.



On tient l'extrémité de ce ressort à la main et on l'oblige à passer du point d'abscisse x à un point d'abscisse voisine  $x + dx$ .

On veut déterminer le travail élémentaire de la force  $\vec{F}$  exercée par la main sur le ressort.

On choisit  $dx$  de signe quelconque, mais si proche de 0 que la force  $\vec{F}$  peut être considérée comme constante tout au long de ce mouvement.

Vecteur position du point de départ :  $x \cdot \vec{i}$

Vecteur position du point d'arrivée :  $(x + dx) \cdot \vec{i}$

Déplacement de l'extrémité M :  $\vec{dr} = (x + dx) \cdot \vec{i} - x \cdot \vec{i} = dx \cdot \vec{i}$

Le travail de la force  $\vec{F}$  sur le parcours considéré est élémentaire, vu le choix de  $dx$ . Ainsi :

$$\delta W(\vec{F}) = \vec{F} \cdot \vec{dr} = \vec{F} \cdot \vec{i} \cdot dx = F_x \cdot dx$$

D'après la 3<sup>ème</sup> loi de Newton, la force  $\vec{F}$  est l'opposé de la force de rappel du ressort :

$$F_x = \vec{F} \cdot \vec{i} = -k \overline{MO} \cdot \vec{i} = k \cdot x \cdot \vec{i} \cdot \vec{i} = k \cdot x$$

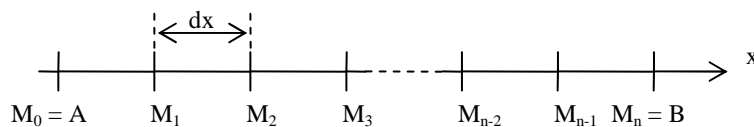
### 4) Suite de l'application : calcul d'un travail

Soient A et B deux points quelconques de l'axe (Ox), tels que A soit à gauche de B (le calcul qui suit conduit au même résultat si A est à droite de B).

On veut calculer le travail de la force  $\vec{F}$  lorsque son point d'application M passe de A à B.

## Chapitre 9 : Travail d'une force et énergie mécanique

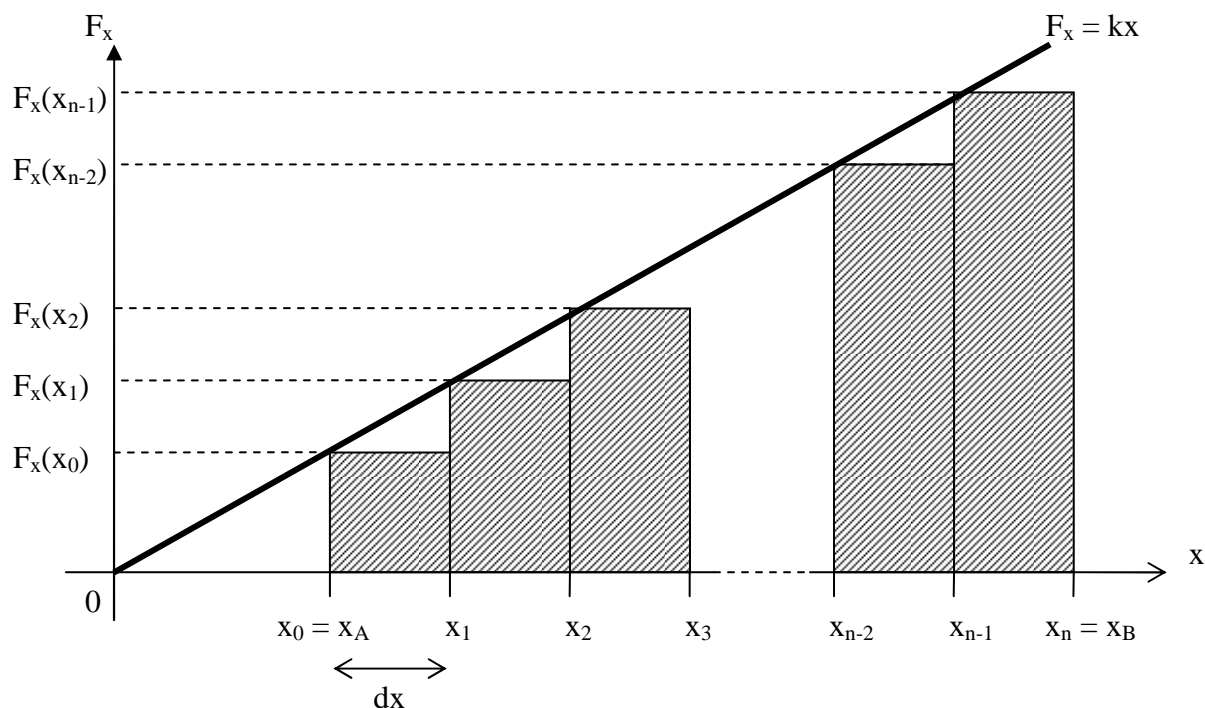
Subdivisons le segment AB en n tronçons de longueur identique dx, avec dx suffisamment petit pour considérer le déplacement  $dx \cdot \vec{i}$  comme élémentaire.



Le travail de la force  $\vec{F}$  entre les points A et B est donc égal à la somme des travaux sur chacun de ces tronçons, chacun de ces travaux pouvant être considéré comme élémentaire :

$$\begin{aligned} W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) &= W_{M_0 \rightarrow M_1}(\vec{F}) + W_{M_1 \rightarrow M_2}(\vec{F}) + W_{M_2 \rightarrow M_3}(\vec{F}) + \dots + W_{M_{n-2} \rightarrow M_{n-1}}(\vec{F}) + W_{M_{n-1} \rightarrow M_n}(\vec{F}) \\ &= \sum_{i=1}^n W_{M_{i-1} \rightarrow M_i}(\vec{F}) \end{aligned}$$

Voici la courbe représentant l'évolution de  $F_x$  par rapport à x.



$x_i$  désigne l'abscisse du point  $M_i$ .

Lorsque le point M se trouvant à une abscisse x quelconque se déplace de  $dx \cdot \vec{i}$  le travail de la force  $\vec{F}$  s'écrit (rappel de la partie précédente) :

$$\delta W(\vec{F}) = F_x(x) \cdot dx$$

L'aire du premier rectangle hachuré vaut  $F_x(x_0) \cdot dx$ , soit le travail élémentaire de la force  $\vec{F}$  entre  $M_0$  et  $M_1$ .

Plus généralement, l'aire du  $i^{\text{ème}}$  rectangle hachuré vaut  $F_x(x_{i-1}) \cdot dx$ , soit le travail élémentaire de la force  $\vec{F}$  entre  $M_{i-1}$  et  $M_i$ .

Les rectangles hachurés ont donc une aire totale égale à la somme des travaux élémentaires de la force  $\vec{F}$  entre A et B, autrement dit au travail de la force  $\vec{F}$  entre A et B.

## Chapitre 9 : Travail d'une force et énergie mécanique

Lorsque  $dx$  tend vers 0, on peut dire que :

- l'aire de l'ensemble des rectangles tend vers l'aire sous la courbe.
- le déplacement  $dx \cdot \vec{i}$  est rigoureusement élémentaire (donc l'utilisation de la formule du travail d'une force constante est alors réellement justifiée)

On obtient alors :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) = \int_{x_A}^{x_B} F_x(x) \cdot dx$$

On peut calculer cette intégrale via l'aire sous la courbe entre  $x_A$  et  $x_B$ , celle d'un trapèze :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) = \int_{x_A}^{x_B} F_x(x) \cdot dx = \frac{(F_x(x_A) + F_x(x_B)) \cdot (x_B - x_A)}{2} = k \frac{(x_A + x_B) \cdot (x_B - x_A)}{2} = \frac{1}{2} \cdot k \cdot x_B^2 - \frac{1}{2} \cdot k \cdot x_A^2$$

On peut voir cette aire comme la différence entre les aires de deux triangles de sommet O :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) = \int_{x_A}^{x_B} F_x(x) \cdot dx = \frac{F_x(x_B) \cdot x_B}{2} - \frac{F_x(x_A) \cdot x_A}{2} = \frac{1}{2} \cdot k \cdot x_B^2 - \frac{1}{2} \cdot k \cdot x_A^2$$

Enfin, une méthode plus efficace consiste à calculer directement l'intégrale :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) = \int_{x_A}^{x_B} F_x(x) \cdot dx = \int_{x_A}^{x_B} k \cdot x \cdot dx = \left[ \frac{1}{2} \cdot k \cdot x^2 \right]_{x_A}^{x_B} = \frac{1}{2} \cdot k \cdot x_B^2 - \frac{1}{2} \cdot k \cdot x_A^2$$

**Le travail d'une force  $\vec{F}$  dont le point d'application M passe d'un point A à un point B s'écrit :**

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) = \int_A^B \delta W(\vec{F}) = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{r}$$

### 5) Autre approche

Un déplacement élémentaire est en fait un déplacement fait sur une durée extrêmement courte, notée  $dt$ . On peut alors confondre symbole de la dérivée et taux d'accroissement. On a alors :

$$\vec{v}_M = \frac{d\vec{r}}{dt} \text{ soit } d\vec{r} = \vec{v}_M \cdot dt$$

On rappelle (1<sup>ère</sup> S) que la puissance d'une force  $\vec{F}$  de point d'application M s'écrit :

$$P = \vec{F} \cdot \vec{v}_M$$

Ainsi, on en déduit que :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{r} = \int_{t_A}^{t_B} \vec{F}(t) \cdot \vec{v}_M(t) \cdot dt = \int_{t_A}^{t_B} P(t) \cdot dt$$

**Le travail d'une force  $\vec{F}$  dont le point d'application M passe d'un point A à l'instant  $t_A$  à un point B à l'instant  $t_B$  s'écrit :**

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) = \int_{t_A}^{t_B} P(t) \cdot dt$$

Remarque : cette formule sera utilisée en électricité.

## II. Energie mécanique d'un système

### 1) Energie cinétique d'un système

Pour un solide indéformable de masse  $m$ , en mouvement de translation à la vitesse  $v$  dans le référentiel d'étude, on définit son énergie cinétique dans ce référentiel par :

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2$$

#### Démonstration du théorème de l'énergie cinétique

On étudie le mouvement d'un solide de masse  $m$  en translation dans le référentiel terrestre.

On suppose qu'il subit  $n$  forces extérieures, que l'on note  $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3, \dots, \vec{F}_{n-1}$  et  $\vec{F}_n$ .

On note  $M_1, M_2, M_3, \dots, M_{n-1}$  et  $M_n$  leur point d'application respectif.

On note  $\vec{dr}_1, \vec{dr}_2, \vec{dr}_3, \dots, \vec{dr}_{n-1}$  et  $\vec{dr}_n$  leur déplacement élémentaire pendant une durée  $dt$ .

On note  $\vec{dr}_G$  le déplacement élémentaire du point G pendant cette durée  $dt$ .

Le référentiel terrestre étant galiléen, on peut appliquer la deuxième loi de Newton au système, ce qui donne :

$$m \cdot \frac{d\vec{v}_G}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \dots + \vec{F}_{n-1} + \vec{F}_n$$

On peut donc écrire que :

$$m \cdot \frac{d\vec{v}_G}{dt} \cdot \vec{dr}_G = \left( \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \dots + \vec{F}_{n-1} + \vec{F}_n \right) \vec{dr}_G = \vec{F}_1 \cdot \vec{dr}_G + \vec{F}_2 \cdot \vec{dr}_G + \vec{F}_3 \cdot \vec{dr}_G + \dots + \vec{F}_{n-1} \cdot \vec{dr}_G + \vec{F}_n \cdot \vec{dr}_G$$

Comme le système est en translation, tous les points de ce système ont même déplacement :

$$\vec{dr}_G = \vec{dr}_1 = \vec{dr}_2 = \vec{dr}_3 = \dots = \vec{dr}_{n-1} = \vec{dr}_n$$

Ainsi, on a :

$$m \cdot \frac{d\vec{v}_G}{dt} \cdot \vec{dr}_G = \vec{F}_1 \cdot \vec{dr}_1 + \vec{F}_2 \cdot \vec{dr}_2 + \vec{F}_3 \cdot \vec{dr}_3 + \dots + \vec{F}_{n-1} \cdot \vec{dr}_{n-1} + \vec{F}_n \cdot \vec{dr}_n$$

$$\text{Avec } m \cdot \frac{d\vec{v}_G}{dt} \cdot \vec{dr}_G = m \cdot \frac{d\vec{v}_G}{dt} \cdot \vec{v}_G \cdot dt = m \cdot \vec{v}_G \cdot d\vec{v}_G$$

Ce qui donne par intégration entre A et B :

$$\int_A^B m \cdot \vec{v}_G \cdot d\vec{v}_G = \int_A^B \vec{F}_1 \cdot \vec{dr}_1 + \int_A^B \vec{F}_2 \cdot \vec{dr}_2 + \int_A^B \vec{F}_3 \cdot \vec{dr}_3 + \dots + \int_A^B \vec{F}_{n-1} \cdot \vec{dr}_{n-1} + \int_A^B \vec{F}_n \cdot \vec{dr}_n$$

$$\left[ \frac{1}{2} m \cdot \vec{v}_G^2 \right]_A^B = W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_1) + W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_2) + W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_3) + \dots + W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_{n-1}) + W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_n)$$

Le système étant en translation, on obtient :

$$E_c(B) - E_c(A) = W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_1) + W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_2) + W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_3) + \dots + W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_{n-1}) + W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_n)$$

### Théorème de l'énergie cinétique

Dans un référentiel galiléen, la variation d'énergie cinétique d'un système en translation dont le centre d'inertie passe d'un point A à un point B est égale à la somme des travaux des forces extérieures subies par ce système sur ce parcours.

## 2) Energie potentielle d'un système

Une force est dite conservative si son travail peut s'écrire comme l'opposé de la variation d'une grandeur, appelée énergie potentielle et notée  $E_p$  :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) = -(E_p(B) - E_p(A))$$

**Le travail d'une force conservative ne dépend pas du chemin parcouru, mais seulement de la position du point de départ et de la position du point d'arrivée du point d'application.**

### Cas du poids

On a montré précédemment que le travail du poids  $\vec{P}$  d'un système de masse  $m$  s'écrivait :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{P}) = m \cdot g \cdot z_A - m \cdot g \cdot z_B = -(m \cdot g \cdot z_B - m \cdot g \cdot z_A) = -(E_{pp}(B) - E_{pp}(A))$$

avec  $E_{pp} = mgz + cste$  (la constante peut être de n'importe quelle valeur)

**Le poids est une force conservative. Elle dérive donc d'une énergie potentielle, dite de pesanteur et notée  $E_{pp}$ .**

**L'énergie potentielle de pesanteur d'un solide de masse  $m$  ayant son centre d'inertie à l'altitude  $z$  s'écrit :**

$$E_{pp} = mgz + cste$$

### Remarque

Une énergie potentielle, de par sa définition, est définie à une constante près. La valeur de cette constante n'a en fait aucune importance, car on étudie toujours des variations d'énergie potentielle. C'est pourquoi, on choisit généralement une constante nulle pour simplifier l'expression de l'énergie potentielle.

Pour l'énergie potentielle de pesanteur, cela donne :  $E_{pp} = mgz$

### Cas de la force de frottement

On considère une force de frottement  $\vec{f}$  à valeur constante. Son travail, lorsque son point d'application passe du point A au point B, vaut :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{f}) = \int_A^B \vec{f} \cdot d\vec{r} = \int_A^B -f \cdot dr = -f \cdot \int_A^B dr = -f \cdot \overline{AB}$$

Où  $\overline{AB}$  désigne ici la longueur de la trajectoire du point d'application de la force  $\vec{f}$  entre les points A et B.

Le travail de cette force de frottement est donc résistant et il dépend du chemin parcouru par le point d'application entre les deux points A et B : plus le point d'application fait de détours et plus le travail de la force est important.

**Une force de frottement est non conservative : son travail dépend du chemin suivi.**

Cas de la force de rappel d'un ressort

On a montré précédemment que le travail de la force  $\vec{F}$  exercée par un opérateur sur un ressort de raideur  $k$  et d'allongement  $x$  s'écrivait :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) = \int_{x_A}^{x_B} F_x(x).dx = \frac{1}{2}.k.x_B^2 - \frac{1}{2}.k.x_A^2$$

Le travail de la force de rappel du ressort (opposée à  $\vec{F}$ ) vaut donc :

$$W_{A \rightarrow B}(-\vec{F}) = \int_{x_A}^{x_B} -F_x(x).dx = -\frac{1}{2}.k.x_B^2 + \frac{1}{2}.k.x_A^2 = -\left(\frac{1}{2}.k.x_B^2 - \frac{1}{2}.k.x_A^2\right) = -(E_{pe}(B) - E_{pe}(A))$$

avec  $E_{pe} = \frac{1}{2}kx^2 + cste$  (la constante peut être de n'importe quelle valeur)

**La force de rappel d'un ressort est conservative. Elle dérive donc d'une énergie potentielle, dite élastique et notée  $E_{pe}$ .**

**L'énergie potentielle élastique d'un solide attaché à un ressort de raideur  $k$  et d'allongement  $\Delta\ell$  s'écrit :**

$$E_{pe} = \frac{1}{2}.k.\Delta\ell^2 + cste$$

Remarque : on choisit généralement une constante nulle :  $E_{pe} = \frac{1}{2}.k.\Delta\ell^2$

### 3) Energie mécanique d'un système

On étudie le mouvement d'un solide de masse  $m$  en translation dans le référentiel terrestre. On suppose qu'il subit :

- $n$  forces extérieures conservatives, que l'on note  $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$
- $p$  forces extérieures non conservatives, que l'on note  $\vec{f}_1, \vec{f}_2, \dots, \vec{f}_p$

Le référentiel d'étude étant galiléen et le système en translation, on peut appliquer le théorème de l'énergie cinétique au système entre deux points A et B quelconques :

$$E_c(B) - E_c(A) = W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_1) + W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_2) + \dots + W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_n) + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_1) + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_2) + \dots + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_p)$$

Chaque force conservative  $\vec{F}_i$  dérive d'une énergie potentielle, notée  $E_{p,i}$  :

$$W_{A \rightarrow B}(\vec{F}_i) = -(E_{p,i}(B) - E_{p,i}(A))$$

On note  $E_p$  leur somme.

Ainsi, la relation précédente devient :

$$E_c(B) - E_c(A) = -(E_p(B) - E_p(A)) + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_1) + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_2) + \dots + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_p)$$

$$E_c(B) - E_c(A) + E_p(B) - E_p(A) = W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_1) + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_2) + \dots + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_p)$$

$$(E_c(B) + E_p(B)) - (E_c(A) + E_p(A)) = W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_1) + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_2) + \dots + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_p)$$

**On appelle énergie mécanique d'un système la somme de son énergie cinétique et de toutes ses énergies potentielles. Elle est notée  $E_m$ .**

### **III. Conservation de l'énergie mécanique d'un système**

#### **1) Généralités**

On obtient alors :

$$E_m(B) - E_m(A) = W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_1) + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_2) + \dots + W_{A \rightarrow B}(\vec{f}_p)$$

**L'énergie mécanique d'un système se conserve au cours de tout mouvement de translation étudié dans un référentiel galiléen quelconque si et seulement si les forces non conservatives ont un travail globalement nul.**

#### Remarques

- Dans le cas où les forces non conservatives ont un travail nul, l'énergie mécanique se conserve :  $E_m(B) - E_m(A) = 0$   
Soit  $E_c(B) - E_c(A) = -(E_p(B) - E_p(A))$   
Ainsi, la variation d'énergie cinétique du système est égale à l'opposé de la variation de son énergie potentielle. Autrement dit, l'énergie cinétique se transforme en énergie potentielle et vice-versa.
- Dans le cas contraire, l'énergie mécanique augmente/diminue si le travail des forces non conservatives est globalement moteur/résistant.

#### **2) Cas de la chute libre verticale**

On considère un système de masse  $m$  lâché à une altitude  $h$ . On a alors (cf. chapitre 4) :

$$\begin{cases} v_G = gt \\ z_G = h - \frac{1}{2}gt^2 \end{cases}$$

On obtient alors :

$$E_c = \frac{1}{2}mv_G^2 = \frac{1}{2}mg^2t^2$$

$$E_{pp} = mgz_G = mg\left(h - \frac{1}{2}gt^2\right) = mgh - \frac{1}{2}mg^2t^2$$

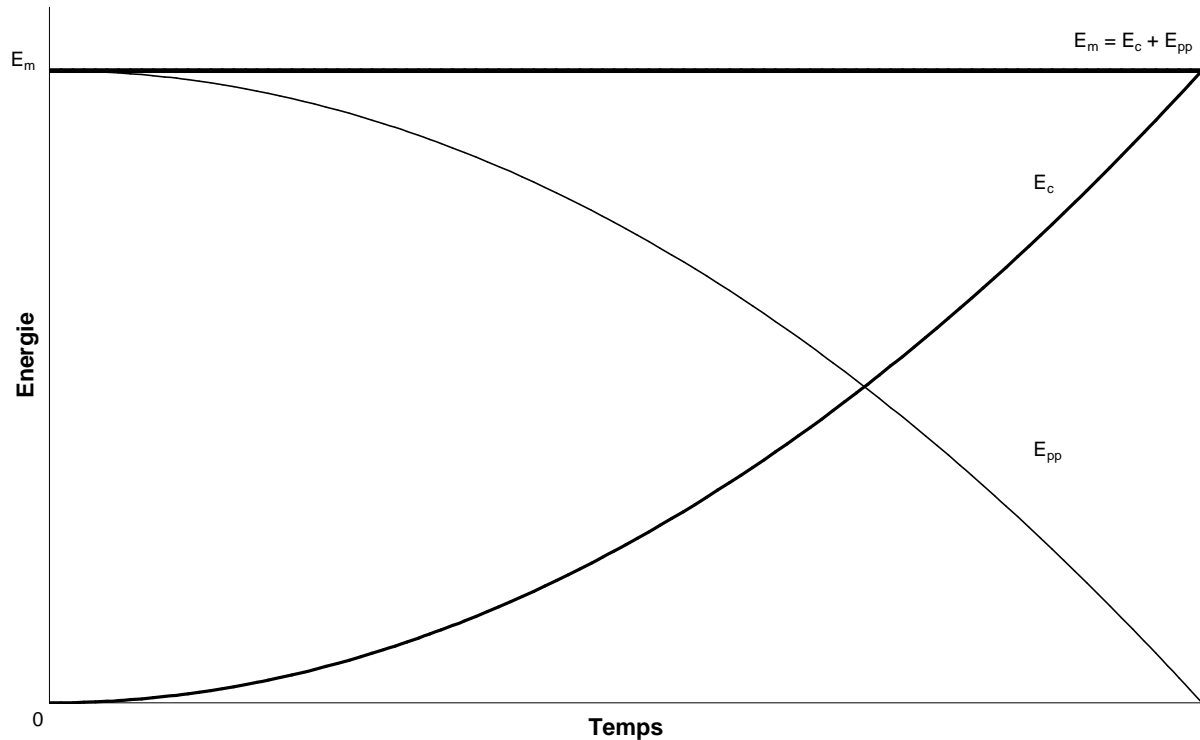
Le système ne subit qu'une seule force : son poids. Comme cette force est conservative, son énergie mécanique se conserve au cours du mouvement :

$$E_m = E_c + E_{pp} = \text{cste}$$

Ce que l'on peut vérifier à partir des expressions précédentes :

$$E_m = E_c + E_{pp} = \frac{1}{2}mg^2t^2 + mgh - \frac{1}{2}mg^2t^2 = mgh$$

Ainsi, on voit et à mesure de la chute, l'énergie potentielle se transforme en énergie cinétique, augmentant ainsi la vitesse du système, jusqu'à ce que le système heurte le sol :



### 3) Cas du solide attaché à un ressort horizontal

On considère un système de masse  $m$  accroché à un ressort horizontal de raideur  $k$  et d'allongement initial  $x_0 > 0$ . On a alors (cf. chapitre 8) :

$$\begin{cases} x_G = x_0 \cos\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t\right) \\ v_G = \left| x_0 \sqrt{\frac{k}{m}} \sin\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t\right) \right| \end{cases}$$

On obtient alors :

$$E_c = \frac{1}{2} m v_G^2 = \frac{1}{2} m \left( x_0 \sqrt{\frac{k}{m}} \sin\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t\right) \right)^2 = \frac{1}{2} k x_0^2 \sin^2\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t\right)$$

$$E_{pp} = \frac{1}{2} k x_G^2 = \frac{1}{2} k \left( x_0 \cos\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t\right) \right)^2 = \frac{1}{2} k x_0^2 \cos^2\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t\right)$$

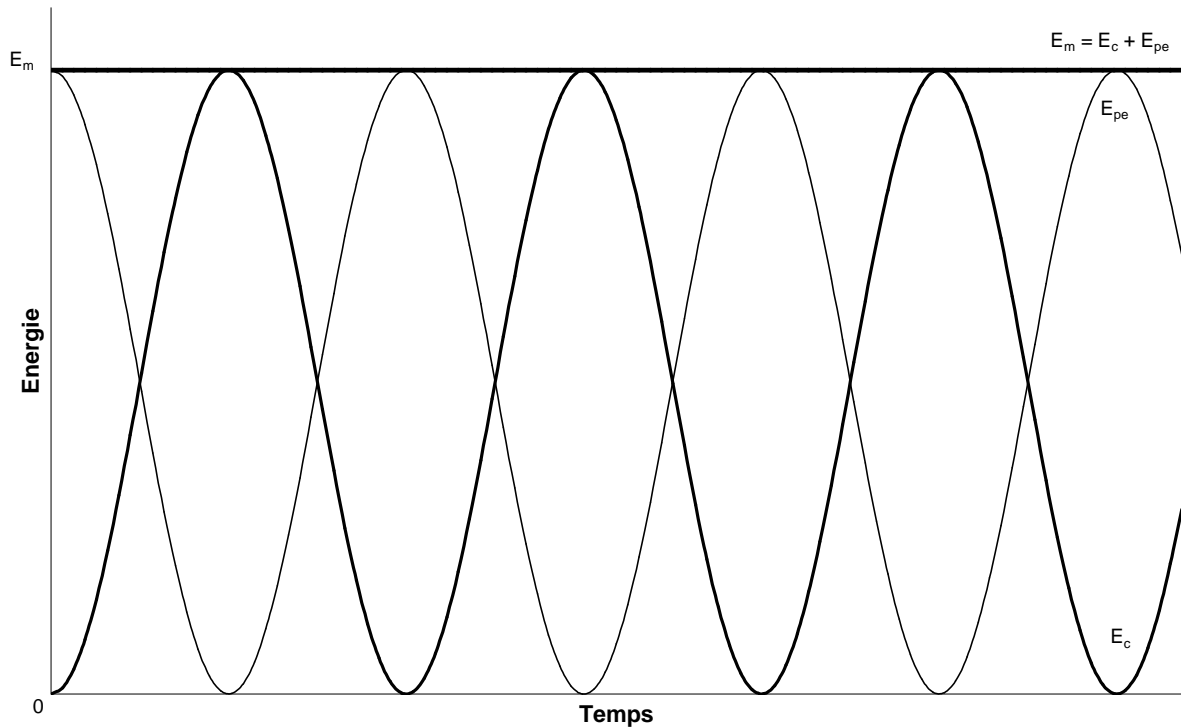
Le système subit trois forces (force de rappel, poids et réaction du sol), dont une seule travaille : la force de rappel du ressort. Comme cette force est conservative, son énergie mécanique se conserve au cours du mouvement :

$$E_m = E_c + E_{pe} = \text{cste}$$

Ce que l'on peut vérifier à partir des expressions précédentes :

$$E_m = E_c + E_{pe} = \frac{1}{2} k x_0^2 \sin^2\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t\right) + \frac{1}{2} k x_0^2 \cos^2\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t\right) = \frac{1}{2} k x_0^2$$

Ainsi, on fut et à mesure du mouvement, l'énergie potentielle se transforme en énergie cinétique (rétraction du ressort étiré), augmentant ainsi la vitesse du système, jusqu'à ce que le système arrive à la position d'équilibre stable. Ensuite, le transfert est inversé : l'énergie cinétique se retransforme en énergie potentielle (compression du ressort) jusqu'à ce que la vitesse s'annule. Alors, le transfert change à nouveau de sens (étirement du ressort comprimé) jusqu'à la position d'équilibre stable où le transfert change à nouveau de sens (extension du ressort) jusqu'à ce que le système retrouve sa position initiale. Et ainsi de suite...



#### 4) Effet des frottements

La force de frottement est une force non conservative qui travaille, puisqu'elle a la direction du mouvement. Comme elle est de sens opposé au mouvement, son travail est résistant.

Ainsi, en présence de frottement, l'énergie mécanique du système ne se conserve pas : elle baisse. Dans le cas du frottement fluide, cette baisse est d'autant plus importante que la vitesse est importante. Ainsi, l'énergie mécanique ne se perd pas de manière constante dans le temps, mais d'autant plus que l'énergie cinétique est importante.