

Module de renforcement de base 3 (RAB3)

Section de Physique-Chimie

Cycle Secondaire

Année de formation : 2019-2020

Présenté par le professeur : **Ahmed Hader**

Partie mécanique

D	EVOLUTION TEMPORELLE DES SYSTEMES MECANIQUES.....	33
1	LA MECANIQUE DE NEWTON	33
	Le vecteur vitesse.....	33
	Deuxième loi de Newton (aspect semi quantitatif).....	33
	Accélération du centre d'inertie	33
	Le repère de Frenet.....	34
	Première loi de Newton	35
	Rôle de la masse.....	35
	Deuxième loi de Newton appliquée au centre d'inertie	36
	Référentiels galiléens	36
	Troisième loi de Newton : loi des actions réciproques.....	36
2	ETUDE DE CAS	36
2.1	<i>Chute verticale d'un solide</i>	36
	Champ de pesanteur	36
	Champ de pesanteur uniforme.....	37
	Chute verticale avec frottement.....	37
	Chute verticale libre	39
	Importance des conditions initiales	39
2.2	<i>Mouvement de projectiles dans un champ de pesanteur uniforme</i>	39
	Equation de la trajectoire à partir des équations horaires paramétriques.....	40
	Influence de la valeur de la vitesse initiale v_0 sur la trajectoire du projectile.....	41
	Influence de l'angle de tir α sur la trajectoire du projectile.....	41
2.3	<i>Satellites et planètes</i>	41
	Lois de Kepler.....	41
	Référentiels héliocentrique et géocentrique	42
	Etude d'un mouvement circulaire uniforme.....	42
	Loi de gravitation universelle.....	42
	Application de la deuxième loi de Newton au centre d'inertie d'un satellite ou d'une planète.....	42
	Satellite géostationnaire.....	43
	L'impesanteur.....	44
3	SYSTEMES OSCILLANTS.....	44
3.1	<i>Présentation de divers systèmes oscillants mécaniques</i>	44

	Le pendule simple	44
	Etude du mouvement du pendule simple	44
3.2	<i>Le dispositif solide ressort</i>	45
	Force de rappel exercée par un ressort	46
	Etude dynamique du système	46
3.3	<i>Le phénomène de résonance</i>	47
	Influence de l'amortissement de l'oscillateur forcé	47
	Notion de résonance de l'oscillateur forcé	47
4	ASPECTS ENERGETIQUES	48
	Travail élémentaire d'une force	48
	Travail d'une force extérieure appliquée à l'extrémité d'un ressort, l'autre extrémité étant fixe	48
	Energie potentielle élastique du ressort	49
	Energie mécanique du système solide ressort	49
	Energie mécanique d'un projectile dans un champ de pesanteur uniforme	49
5	L'ATOME ET LA MECANIQUE DE NEWTON : OUVERTURE AU MONDE QUANTIQUE.....	49
5.1	<i>Limites de la mécanique de Newton</i>	49
5.2	<i>Quantification des échanges d'énergie</i>	50
5.3	<i>Quantification des niveaux d'énergie d'un atome, d'une molécule, d'un noyau</i>	50
6	NOTATIONS, UNITES ET VALEURS	51
7	CONNAISSANCES ET SAVOIR-FAIRE EXIGIBLES	52

D Evolution temporelle des systèmes mécaniques

1 La mécanique de Newton

Le vecteur vitesse

Définissons rigoureusement le vecteur vitesse instantané

Dans le repère $(O, \vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ lié au référentiel d'étude, un point M est repéré par le vecteur position $\vec{OM} = x_M \cdot \vec{e}_1 + y_M \cdot \vec{e}_2 + z_M \cdot \vec{e}_3$. Le point M est en mouvement par rapport au référentiel et donc \vec{OM} est une fonction du temps. L'utilisation du vecteur position \vec{OM} permet d'écrire :

$$\vec{v}_M = \frac{\Delta \vec{OM}}{\Delta t} \quad (\text{cf. cours 1}^{\text{ère}} \text{ S})$$

$\frac{\Delta \vec{OM}}{\Delta t}$ représente la vitesse pour un intervalle de temps Δt petit. Le passage à la limite nous permet de définir la vitesse instantanée :

$$\vec{v}_M = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{OM}}{\Delta t} = \frac{d\vec{OM}}{dt}$$

Le vecteur vitesse instantané est donc la dérivée par rapport au temps du vecteur position \vec{OM} .

Le vecteur vitesse instantané a les caractéristiques suivantes :

- direction : la tangente à la trajectoire au point occupé par M à la date t
- sens : celui du mouvement à cet instant
- norme : la valeur positive $\|\vec{v}_M\| = v_M$

Les coordonnées du vecteur vitesse dans le repère $(O, \vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ sont :

$$\vec{v}_M = \frac{dx}{dt} \vec{e}_1 + \frac{dy}{dt} \vec{e}_2 + \frac{dz}{dt} \vec{e}_3 = \dot{x} \cdot \vec{e}_1 + \dot{y} \cdot \vec{e}_2 + \dot{z} \cdot \vec{e}_3$$

Deuxième loi de Newton (aspect semi quantitatif)

Un rappel du cours de 1S

Dans un référentiel galiléen, si le vecteur vitesse du centre d'inertie varie, la somme des forces qui s'exercent sur le solide n'est pas nulle.

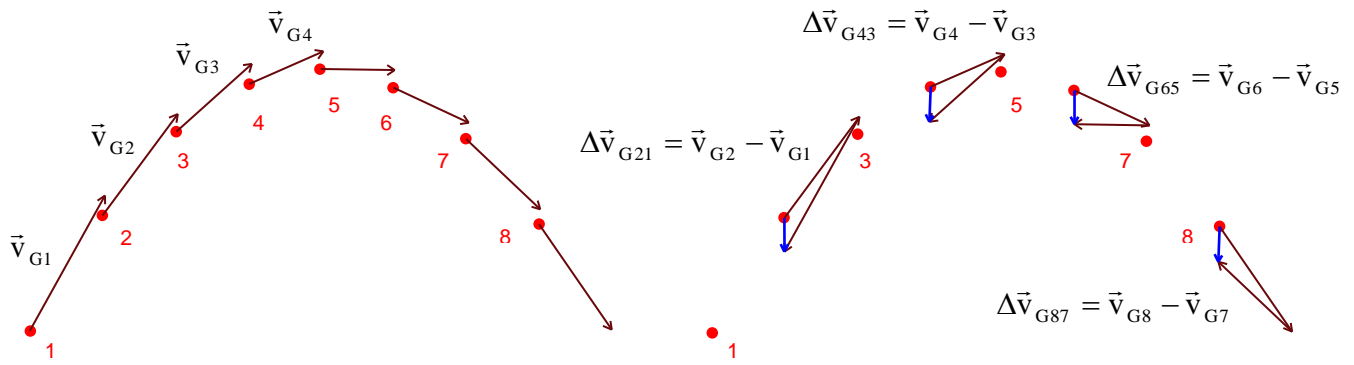
La variation, entre deux instants, du vecteur vitesse et la résultante des forces, appliquées entre ces deux instants, ont la même direction et le même sens :

$$\sum \vec{F}_{\text{ext}}(\text{solide}) \approx \Delta \vec{v}_G \quad (\text{cf. cours 1}^{\text{ère}} \text{ S})$$

Accélération du centre d'inertie

Définissons rigoureusement l'accélération

On filme le lancer d'une bille dans l'air. A l'aide d'un logiciel, on pointe sur chaque image la position du centre de la bille. L'échelle étant définie, le logiciel calcule les vitesses instantanées et dessine les vecteurs correspondants.



Le poids est la seule force qui s'exerce sur la bille : $\sum \vec{F}_{\text{ext}} = \vec{P}$. On constate sur la figure ci-dessus que les vecteurs \vec{P} et les $\Delta \vec{v}_G$ ont même direction, même sens et des valeurs proportionnelles :

$$\vec{P} = \sum \vec{F}_{\text{ext}} \approx \Delta \vec{v}_G .$$

Les mesures étant réalisées sur un même intervalle de temps Δt , on en déduit que $\sum \vec{F}_{\text{ext}}$ et $\frac{\Delta \vec{v}_G}{\Delta t}$ sont également proportionnels :

$$\sum \vec{F}_{\text{ext}} \approx \frac{\Delta \vec{v}_G}{\Delta t}$$

$\frac{\Delta \vec{v}_G}{\Delta t}$ caractérise l'accroissement de la vitesse (ou accélération) pour un intervalle de temps Δt petit. Le passage à la limite nous permet de définir l'accélération instantanée :

$$\vec{a}_G = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_G}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}_G}{dt}$$

Le vecteur accélération instantanée est la dérivée par rapport au temps du vecteur vitesse.

Le vecteur accélération instantanée a les caractéristiques suivantes :

- direction et sens : vers l'intérieur de la concavité de la trajectoire
- norme : la valeur positive $\|\vec{a}_G\| = a_G$

Dans un repère $(O, \vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$, les coordonnées du vecteur accélération sont :

$$\vec{a} = \frac{dv_x}{dt} \vec{e}_1 + \frac{dv_y}{dt} \vec{e}_2 + \frac{dv_z}{dt} \vec{e}_3 = \dot{v}_x \cdot \vec{e}_1 + \dot{v}_y \cdot \vec{e}_2 + \dot{v}_z \cdot \vec{e}_3 = \ddot{x} \cdot \vec{e}_1 + \ddot{y} \cdot \vec{e}_2 + \ddot{z} \cdot \vec{e}_3$$

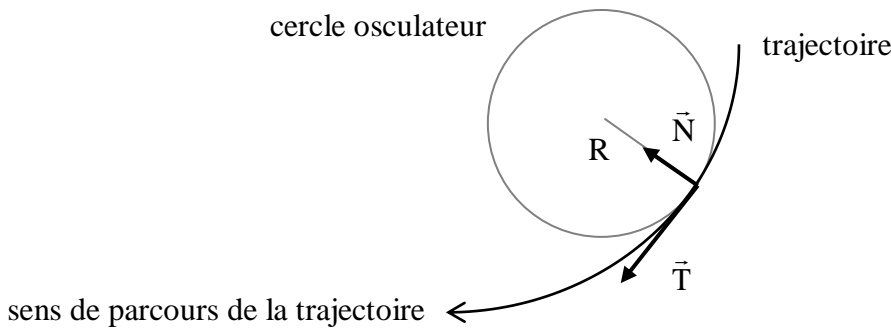
Le repère de Frenet

Un repère privilégié pour étudier les mouvements curviligne et circulaire

La courbe décrite par un point est appelée trajectoire de ce point dans le référentiel d'étude. s est l'abscisse curviligne c'est-à-dire la distance orientée parcourue par M sur sa trajectoire.

On montre mathématiquement que $\vec{v} = \frac{ds}{dt} \vec{T}$ et $\vec{a} = \frac{d^2s}{dt^2} \vec{T} + \left(\frac{v^2}{R} \right) \vec{N}$

\vec{T} est le vecteur unitaire tangent à la trajectoire. \vec{N} est le vecteur unitaire normal à la trajectoire et R le rayon de courbure de cette trajectoire au point considéré.



Il est alors commode de définir le trièdre $(\vec{T}, \vec{N}, \vec{P}_{\text{er}})$ de Frenet, un repère mobile lié au mouvement du point, dans lequel \vec{P}_{er} est le vecteur unitaire perpendiculaire au plan (\vec{T}, \vec{N}) . Dans ce repère :

- les composantes de la vitesse dans le repère de Frenet $(v_T, 0, 0) = \left(\frac{ds}{dt}, 0, 0\right)$
- les composantes de l'accélération dans ce repère $(a_T, a_N, 0) = \left(\frac{dv}{dt}, \frac{v^2}{R}, 0\right) = \left(\frac{d^2s}{dt^2}, \frac{v^2}{R}, 0\right)$

Il faut bien comprendre que la vitesse ci-dessus n'est pas celle « par rapport au repère de Frenet ». En effet celle-ci serait nulle puisque ce repère suit le point dans son mouvement. La vitesse \vec{v} n'est définie que par rapport à un référentiel. Une fois ce vecteur défini, par rapport à un référentiel, on peut exprimer les composantes dans n'importe quel repère géométrique ; celui-ci, contrairement au référentiel, n'intervient pas dans la définition du mouvement.

Première loi de Newton

Un rappel du cours de 1S

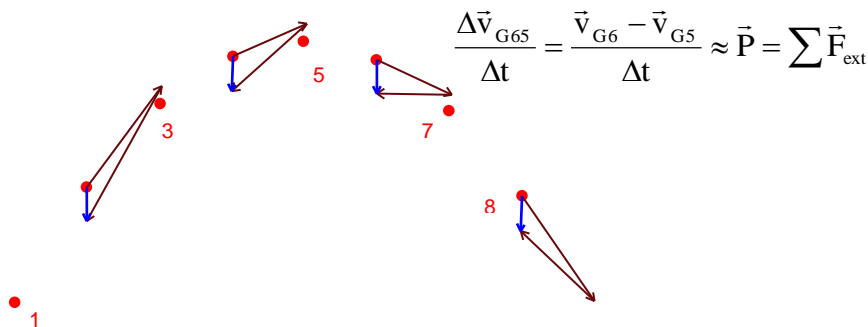
Le centre d'inertie d'un solide isolé ou pseudo isolé est soit au repos soit animé d'un mouvement rectiligne uniforme par rapport aux référentiels galiléens (et réciproquement).

$$\boxed{\sum \vec{F}_{\text{ext}}(\text{solide}) = \vec{0} \quad \Leftrightarrow \quad \vec{v}_G = \vec{0} \text{ ou } \vec{C}_{\text{nst}}} \quad (\text{cf. cours 1}^{\text{ère}} \text{ S})$$

Le PCI ne concerne que le centre d'inertie du système. Ce qui n'exclut pas la rotation éventuelle du système autour de son centre d'inertie.

Rôle de la masse

Une définition « expérimentale » de la masse pour introduire la deuxième loi de Newton



Dans l'expérience précédente on constate que le rapport $\frac{\sum \vec{F}_{\text{ext}}}{a_G}$ est très voisin de la masse m du solide. La masse joue le rôle de « coefficient d'inertie » : avec une même force appliquée à deux objets, l'accélération est d'autant plus grande que la masse de l'objet est faible.

Deuxième loi de Newton appliquée au centre d'inertie

Dans un référentiel galiléen, la somme des forces extérieures $\sum \vec{F}_{\text{ext}}$ appliquées à un solide est égale au produit de la masse m du solide par l'accélération \vec{a}_G de son centre d'inertie :

$$\boxed{\sum \vec{F}_{\text{ext}} = m \cdot \vec{a}_G}$$

Référentiels galiléens

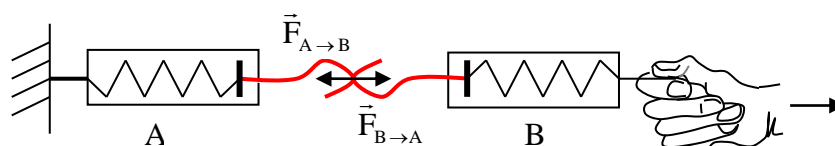
Des référentiels privilégiés dans lesquelles le mouvement d'un point isolé est rectiligne et uniforme

En cherchant à vérifier expérimentalement la deuxième loi de Newton, on arrive à la conclusion que le référentiel héliocentrique est galiléen et qu'il existe une infinité de référentiels galiléens, tous animés par rapport au référentiel héliocentrique d'un mouvement de translation rectiligne uniforme.

Les référentiels terrestre et géocentrique ne sont pas galiléens puisque la Terre tourne autour du soleil. Néanmoins, pour la plupart des applications pratiques qui ne réclament pas une extrême précision, l'expérience montre qu'ils peuvent être considérés comme galiléens.

Troisième loi de Newton : loi des actions réciproques

Un rappel du cours de 1S



Les indications des dynamomètres A et B sont identiques. Les forces $\vec{F}_{A \rightarrow B}$ et $\vec{F}_{B \rightarrow A}$ ont même intensité, même direction et des sens contraires

$$\boxed{\vec{F}_{A \rightarrow B} = -\vec{F}_{B \rightarrow A}} \quad (\text{cf. cours 1}^{\text{ère}} \text{ S})$$

Ce résultat s'applique à toute interaction entre deux systèmes, qu'ils soient en mouvement ou immobiles, qu'ils soient en contact ou non.

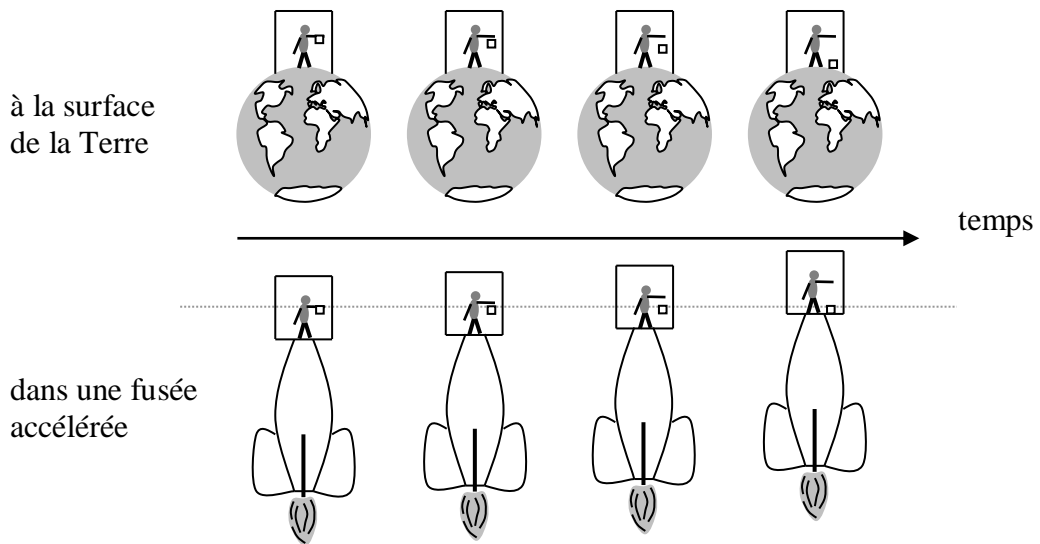
2 Etude de cas

2.1 Chute verticale d'un solide

Champ de pesanteur

Nous aurons à utiliser ces notions par la suite

La célèbre « expérience par la pensée » d'Einstein suggère que le champ de pesanteur \vec{g} de la Terre est localement équivalent à une accélération \vec{a} :



Ainsi, l'accélération est indépendante de la masse de l'objet.

Le champ de pesanteur \vec{g} a pour caractéristiques :

- une direction : la verticale du lieu
- un sens : du haut vers le bas
- une valeur : l'intensité g de la pesanteur au lieu considéré

Ce champ est présent autour de la Terre même si aucune masse ne lui permet de se manifester.

Champ de pesanteur uniforme

Deux lignes verticales passant dans le centre de la Terre et distantes de quelques km à la surface sont quasiment parallèles (angle de 1° à 111 km de distance).

L'intensité de la pesanteur est constante tant que la différence d'altitude ne dépasse pas quelques kilomètres (diminution de 1% à 30 km d'altitude).

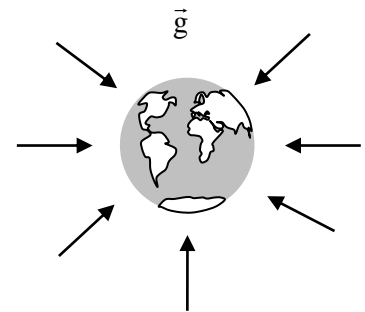
Pratiquement, on considère que le champ de pesanteur est uniforme dans une région dont les dimensions sont de l'ordre de quelques kilomètres à la surface de la Terre.

Chute verticale avec frottement

Utilisons une méthode numérique pour calculer l'altitude du solide en fonction du temps

Un solide sphérique est lâché dans un fluide. Le fluide est homogène, sa masse volumique « ρ » est inférieure à celle du solide et sa viscosité est « η ». Les forces qui s'exercent sur le solide, de masse « m » de volume « V » et de rayon « R », sont :

- le poids \vec{P} direction : verticale
sens : vers le centre de la Terre
valeur : $P = m.g$
- la poussée d'Archimède $\vec{\Pi}$ direction : verticale
sens : de bas en haut
valeur : égale au poids du volume de fluide déplacé $\Pi = \rho.V.g$
- les forces de frottement \vec{f} direction : celle du vecteur vitesse (la verticale)
sens : opposé à celui de la vitesse (de bas en haut)
valeur : $f = 6.\pi.R.\eta.v$ (à faible vitesse)



Dans un référentiel terrestre considéré comme galiléen, la deuxième loi de Newton permet d'écrire :

$$\vec{P} + \vec{\Pi} + \vec{f} = m \cdot \vec{a}_G$$

L'équation précédente est développée et projetée sur un axe vertical Oz orienté vers le bas :

$$m \cdot g - \rho \cdot V \cdot g - 6 \cdot \pi \cdot R \cdot \eta \cdot v_z = m \frac{dv_z}{dt}$$

La résolution de cette équation dont l'inconnue est la fonction $v_z(t)$ exige une transformation appelée discrétisation. On subdivise le temps en petits intervalles de durée Δt . L'instant correspondant à $i \cdot \Delta t$ est noté t_i . La valeur de la fonction v_z à cet instant est notée $v_{z i}$.

La définition même de la dérivée conduit à approcher la dérivée par l'expression :

$$\frac{v_z(t + \Delta t) - v_z(t)}{\Delta t}$$

Donc au temps t_i par l'expression :

$$\frac{v_{z i+1} - v_{z i}}{\Delta t} \quad (\text{formule d'Euler})$$

L'équation différentielle discrétisée devient :

$$m \cdot g - \rho \cdot V \cdot g - 6 \cdot \pi \cdot R \cdot \eta \cdot v_{z i} = m \frac{v_{z i+1} - v_{z i}}{\Delta t}$$

Ou encore :

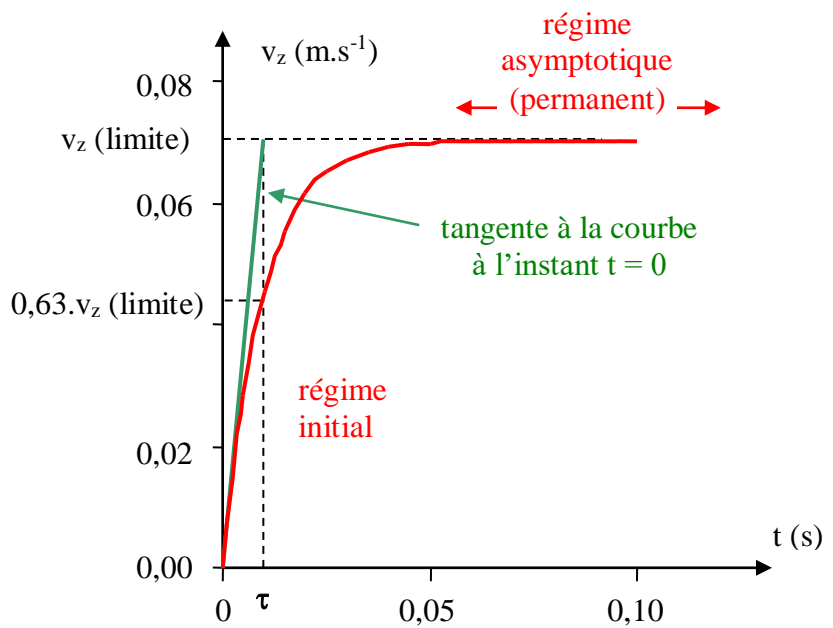
$$v_{z i+1} = \frac{\Delta t}{m} (m \cdot g - \rho \cdot V \cdot g - 6 \cdot \pi \cdot R \cdot \eta \cdot v_{z i}) + v_{z i}$$

Si on connaît la valeur initiale de la vitesse $v_{z 0}$, on pourra calculer successivement toutes les valeurs $v_{z i}$ pour $i > 0$.

Exemple numérique

- pour le solide : $m = 4,69 \text{ g}$ $R = 7,2 \text{ mm}$ $(V = 4 \cdot \pi \cdot R^3 / 3 = 1,56 \text{ cm}^3)$
- pour le fluide : $\eta = 2,8 \text{ Pa.s}$ $\rho = 1260 \text{ kg.m}^{-3}$
- autres: $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$ $\Delta t = 0,005 \text{ s}$ $v_{z 0} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (vitesse initiale nulle)

i	t _i (s)	v _{z i} (m.s ⁻¹)
0	0	0,0000
1	0,005	0,0284
2	0,01	0,0454
3	0,015	0,0554
4	0,02	0,0614
5	0,025	0,0650
6	0,03	0,0671
7	0,035	0,0684
8	0,04	0,0691
9	0,045	0,0696
10	0,05	0,0698
11	0,055	0,0700
12	0,06	0,0701
13	0,065	0,0701
14	0,07	0,0702
15	0,075	0,0702
16	0,08	0,0702



Le mouvement se décompose en deux parties :

- le régime initial : la vitesse augmente (le mouvement est accéléré).
- le régime permanent : la vitesse atteint une limite. Ce régime est pratiquement atteint au bout d'une durée de l'ordre de $5 \cdot \tau$ (en théorie cette durée est infinie).

Chute verticale libre

Utilisons une méthode analytique pour calculer l'altitude et la vitesse du solide en fonction du temps

On a vu que le champ de pesanteur \vec{g} de la Terre est localement équivalent à une accélération \vec{a} :

$$\vec{g} = \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$$

Projection sur un axe Oz vertical orienté vers le haut :

$$-g = \frac{dv_z}{dt}$$

On peut résoudre analytiquement cette équation différentielle et obtenir l'équation horaire de la vitesse :

$$-g(t - t_0) = v_z(t) - v_z(t_0)$$

On pose $v_z(t_0) = v_{z0}$ à l'instant $t_0 = 0$:

$$v_z = v_{z0} - g \cdot t$$

Une nouvelle intégration conduit à l'équation horaire du mouvement :

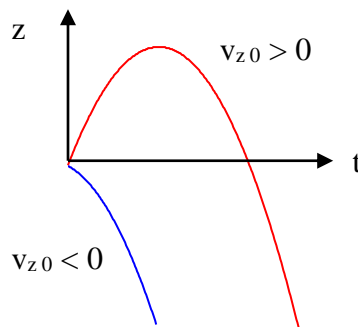
$$z(t) - z(t_0) = v_{z0} \cdot (t - t_0) - \frac{1}{2} \cdot g \cdot (t^2 - t_0^2)$$

On pose $z(t_0) = z_0$ à l'instant $t_0 = 0$:

$$z = z_0 + v_{z0} \cdot t - \frac{1}{2} \cdot g \cdot t^2$$

Importance des conditions initiales

Le solide est lancé vers le bas. La vitesse augmente continuellement au cours de la chute



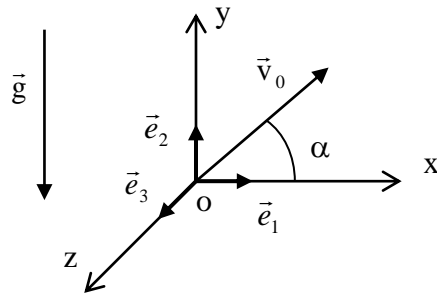
Le solide est lancé vers le haut. La vitesse varie et s'annule au sommet de la trajectoire

2.2 Mouvement de projectiles dans un champ de pesanteur uniforme

Nous allons maintenant utiliser l'« expérience par la pensée » d'Einstein évoquée précédemment

Un projectile est lancé à la date $t_0 = 0$ avec une vitesse initiale \vec{v}_0 faisant un angle α avec l'horizontal. On choisit un repère d'étude $(O, \vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ tel que l'origine O coïncide avec la position du centre d'inertie G du solide à la date t_0 . Le plan $(O, \vec{e}_1, \vec{e}_2)$ contient le vecteur \vec{v}_0 . Les frottements peuvent être négligés.

Recherchons les équations horaires paramétriques du mouvement du projectile dans le champ de pesanteur supposé uniforme près de la surface de la Terre



On a vu que le champ de pesanteur \vec{g} de la Terre est localement équivalent à une accélération \vec{a} :

$$\begin{pmatrix} 0 \\ -g \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{v}_x \\ \dot{v}_y \\ \dot{v}_z \end{pmatrix}$$

On peut résoudre analytiquement ces trois équations différentielles et obtenir les équations paramétriques de la vitesse :

$$\begin{aligned} v_x &= A \\ v_y &= -g.t + B \\ v_z &= C \end{aligned}$$

A, B et C sont des constantes qui dépendent des conditions initiales (à la date $t_0 = 0$) :

$$\begin{aligned} v_{x0} &= v_0 \cdot \cos \alpha & A &= v_0 \cdot \cos \alpha & v_x &= v_0 \cdot \cos \alpha \\ v_{y0} &= v_0 \cdot \sin \alpha & B &= v_0 \cdot \sin \alpha & v_y &= -g.t + v_0 \cdot \sin \alpha \\ v_{z0} &= 0 & C &= 0 & v_z &= 0 \end{aligned} \Rightarrow$$

On peut résoudre analytiquement ces trois nouvelles équations différentielles et obtenir les équations paramétriques du mouvement :

$$\begin{aligned} x &= v_0 \cdot \cos(\alpha).t + A' \\ y &= -\frac{1}{2}g.t^2 + v_0 \cdot \sin(\alpha).t + B' \\ z &= C' \end{aligned}$$

A', B' et C' sont des constantes qui dépendent des conditions initiales. A la date $t_0 = 0$, les coordonnées sont nulles :

$$\begin{aligned} x_0 = 0 &= v_0 \cdot \cos(\alpha).t_0 + A' & x &= v_0 \cdot \cos(\alpha).t & (1) \\ y_0 = 0 &= -\frac{1}{2}g.t_0^2 + v_0 \cdot \sin(\alpha).t_0 + B' & y &= -\frac{1}{2}g.t^2 + v_0 \cdot \sin(\alpha).t & (2) \\ z_0 = 0 &= C' & z &= 0 & (3) \end{aligned} \Rightarrow$$

A tout instant la coordonnée z est nulle : le mouvement s'effectue dans le plan $(O, \vec{e}_1, \vec{e}_2)$

Equation de la trajectoire à partir des équations horaires paramétriques

L'équation (1) donne :

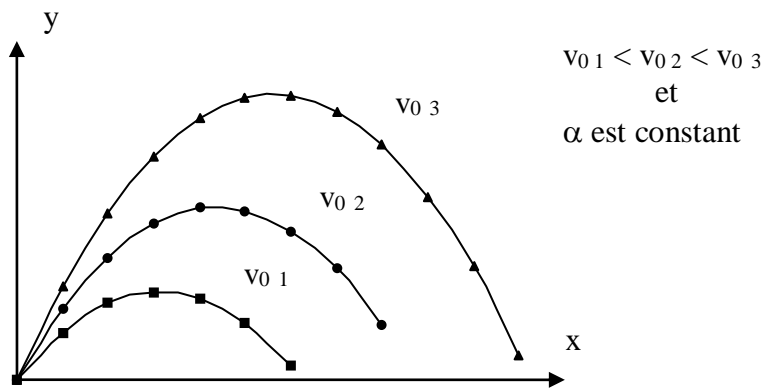
$$x = v_0 \cdot \cos(\alpha).t \quad \Rightarrow \quad t = \frac{x}{v_0 \cdot \cos \alpha} \quad (4)$$

L'association des équations (2) et (4) permet d'obtenir l'équation de la trajectoire :

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

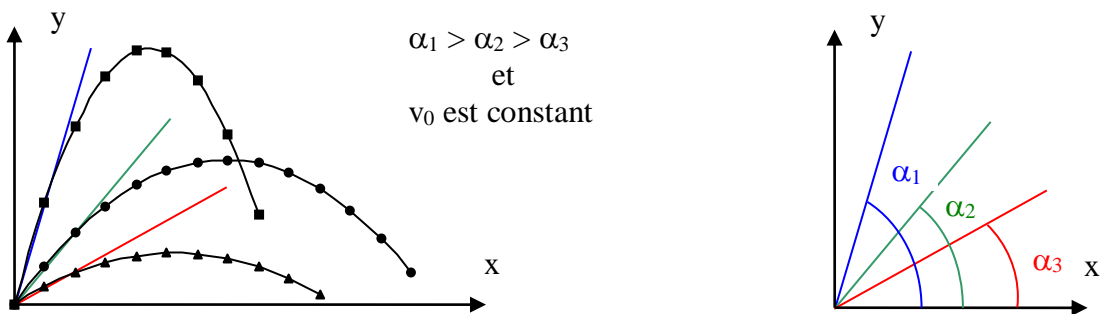
Influence de la valeur de la vitesse initiale v_0 sur la trajectoire du projectile

Faisons varier la vitesse initiale v_0 dans l'équation précédente



Influence de l'angle de tir α sur la trajectoire du projectile

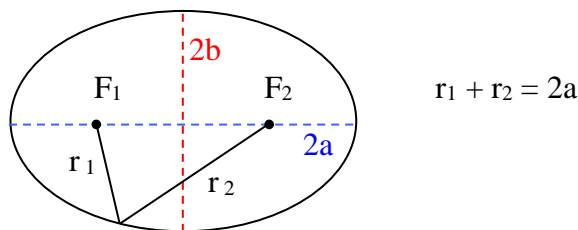
Faisons varier l'angle de tir α dans l'équation précédente



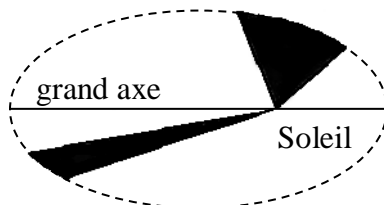
2.3 Satellites et planètes

Lois de Kepler

Première loi (loi des trajectoires) dans le référentiel héliocentrique, la trajectoire du centre d'une planète est une ellipse dont le soleil est l'un des foyers.



Deuxième loi (loi des aires) le segment de droite reliant le soleil à une planète balaie des aires égales pendant des durées égales.



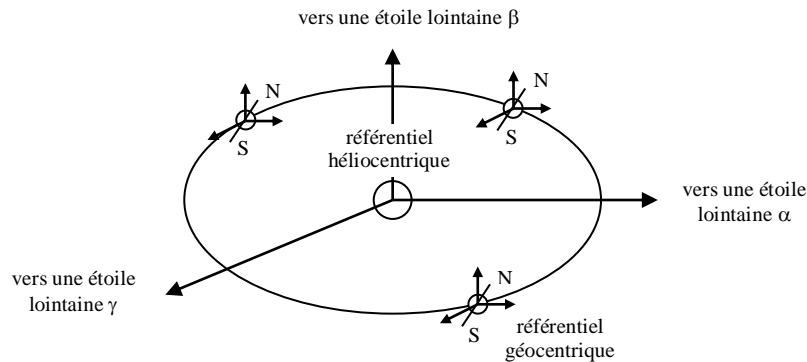
Les planètes se déplacent plus rapidement lorsqu'elles sont proches du soleil et plus lentement lorsqu'elles en sont plus éloignées

Troisième loi (loi des périodes) pour toute planète du système solaire, le rapport entre le carré de la période de révolution et le cube du demi grand axe est le même :

$$\frac{T^2}{a^3} = C$$

C est appelée constante de la loi des aires. Elle ne dépend pas de la planète considérée.

Référentiels héliocentrique et géocentrique



Le référentiel héliocentrique a pour origine le centre du Soleil. Les axes d'un repère sont dirigés vers trois étoiles lointaines (c'est à dire pratiquement fixes).

Le référentiel géocentrique est animé d'un mouvement de translation curviligne par rapport au référentiel héliocentrique. Les axes d'un repère sont dirigés vers trois étoiles lointaines.

Etude d'un mouvement circulaire uniforme

On utilisera bien sûr le repère de frenet

Le mouvement est uniforme ($v = \text{constante}$) ; dans ce repère : $a_T = \frac{dv}{dt} = 0$

Le mouvement est circulaire ($R = \text{constante}$) ; dans le repère de Frenet : $a_N = \frac{v^2}{R}$

$$\vec{a} = \frac{v^2}{R} \vec{N}$$

Le vecteur vitesse est tangent à la trajectoire. L'accélération est normale (contenue dans le plan de la trajectoire) et centripète (dirigée vers le centre du cercle).

Pour observer un mouvement circulaire uniforme, il est nécessaire que le système ait été lancé avec une vitesse initiale non nulle et soumis à une force radiale.

Loi de gravitation universelle

Enoncé de la loi de gravitation universelle sous sa formulation vectorielle

Deux corps dont la répartition des masses m_A et m_B est à symétrie sphérique, séparés d'une distance AB grande devant leur taille, exercent l'un sur l'autre des forces attractives $\vec{F}_{A/B}$ et $\vec{F}_{B/A}$, de même direction, de sens opposés et de même valeur :

$$\vec{F}_{A/B} = -G \frac{m_A \cdot m_B}{AB^2} \vec{u}_{AB}$$

$\vec{u}_{AB} = \frac{\vec{AB}}{AB}$ est un vecteur unitaire orienté de A vers B.

Application de la deuxième loi de Newton au centre d'inertie d'un satellite ou d'une planète

Période de révolution, vitesse et altitude pour un mouvement circulaire uniforme

On note M_T la masse et R_T le rayon de la Terre, m_s la masse du satellite et R est la distance séparant leur centre d'inertie. La seule force s'exerçant sur le satellite est la force de gravitation universelle ; c'est une force centripète. Appliquons, dans le référentiel géocentrique, la deuxième loi de Newton ($\vec{F} = m_s \cdot \vec{a}_G$) au centre d'inertie du satellite, on obtient :

$$\vec{a}_G = -G \frac{M_T}{R^2} \vec{u}_{TS}$$

L'accélération du centre d'inertie du satellite est radiale, centripète et indépendante de la masse du satellite. Dans le repère de Frenet, $-\vec{u}_{TS}$ s'identifie à \vec{N} et on peut réécrire l'équation précédente :

$$\vec{a}_G = G \frac{M_T}{R^2} \vec{N}$$

Cette relation est analogue à celle obtenue lors de l'étude d'un mouvement circulaire uniforme :

$$\vec{a} = \frac{v^2}{R} \vec{N}$$

On en déduit :

$$v^2 = G \frac{M_T}{R} = G \frac{M_T}{R_T + h}$$

Ainsi, la vitesse d'un satellite en orbite circulaire n'est fonction que de son altitude h (elle ne dépend pas de sa masse). Elle augmente quand l'altitude diminue.

La période de révolution T est la durée nécessaire au satellite pour parcourir son orbite (faire un tour). La longueur du périmètre d'une orbite circulaire est $L = 2\pi \cdot R$.

$$T = \frac{L}{v} = \frac{2\pi \cdot R}{v} = 2\pi \cdot R \sqrt{\frac{R}{G \cdot M_T}} = 2\pi \sqrt{\frac{R^3}{G \cdot M_T}}$$

Remarques

On distinguera la période de révolution d'une planète de sa période de rotation propre.

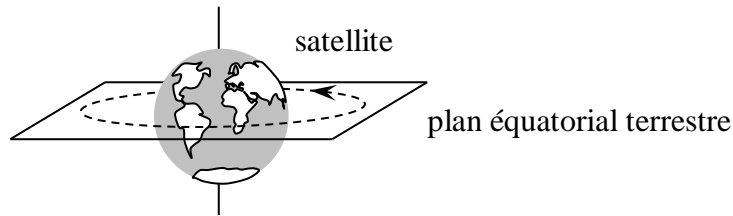
En mettant au carré les deux membres de l'équation précédente, on a $T^2 = 4\pi \cdot \frac{R^3}{G \cdot M_T}$. On retrouve la

troisième loi de Kepler $\frac{T^2}{R^3} = \frac{4\pi^2}{G \cdot M_T}$

Satellite géostationnaire

Par définition, un satellite géostationnaire doit être fixe par rapport à la Terre. Comme l'orbite du satellite est contenue dans un plan passant par le centre de la Terre elle doit obéir aux contraintes suivantes :

- le plan de l'orbite est dans le plan équatorial (sinon le satellite est mobile pour un observateur terrestre)
- la période de révolution de ce satellite est égale à la période de rotation propre de la Terre (= 86 164 s appelée jour sidéral)
- la trajectoire est un cercle décrit dans le même sens que le sens de rotation de la Terre
- le rayon de l'orbite se calcule par la relation $R_T + h = \sqrt[3]{\frac{T^2 \cdot G \cdot M_T}{4\pi^2}} = 42\,200 \text{ km}$



L'impesanteur

L'impesanteur ne signifie pas absence de gravité. Dans une station en orbite un objet est toujours soumis à la gravitation terrestre.

En orbite, la station « tombe » autour de la Terre sans perdre d'altitude. L'objet est donc en chute libre permanente à l'intérieur de la station. Durant cette chute, il n'y a plus de pesanteur.

Le référentiel lié à la station orbitale n'est pas galiléen. Bien que l'objet soit immobile dans ce référentiel, on ne peut pas en conclure que la résultante des forces appliquées à l'objet est nulle.

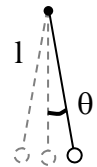
3 Systèmes oscillants

3.1 Présentation de divers systèmes oscillants mécaniques

Le pendule pesant est un système mécanique mobile autour d'un axe horizontal ne passant pas par son centre d'inertie.

Le pendule simple

C'est un cas particulier idéal de pendule pesant. Il est constitué d'une masse m reliée à un point fixe par un fil (de masse nulle, inextensible et de longueur l). L'écart à l'équilibre est repéré par l'angle θ appelé abscisse angulaire.

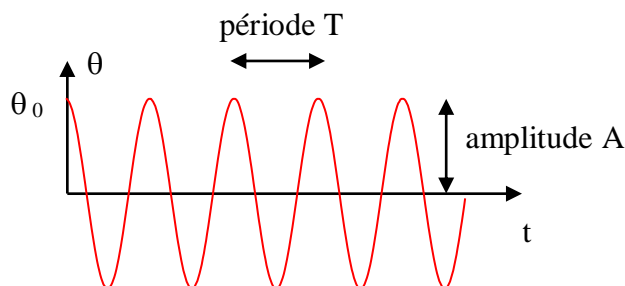


Etude du mouvement du pendule simple

On se place dans le référentiel terrestre considéré comme galiléen. Le système est le solide suspendu. Les forces exercées sur le solide sont : le poids \vec{P} et la tension du fil \vec{T} (les forces de frottement sont négligées). La deuxième loi de Newton appliquée au système s'écrit :

$$m \cdot \vec{a}_G = \vec{P} + \vec{T}_{R/\text{fil}}$$

- au repos : $\vec{a}_G = \vec{0}$. Les deux forces se compensent. Leur droite d'action commune est verticale et correspond à la position de repos du pendule (l'abscisse angulaire est nulle).
- mouvement non amorti. Une fois mis en oscillation, le système évolue librement c'est à dire sans recevoir d'apport énergétique.



L'amplitude angulaire θ_0 des oscillations non amorties est la valeur absolue des valeurs maximales de l'angle.

La période propre T_0 d'un oscillateur libre et non amorti est la durée qui s'écoule entre deux passages successifs de l'oscillateur par des angles identiques avec le même sens de variation.

L'expérience montre que la période des oscillations non amorties ne dépend pas de θ_0 ; on dit qu'il y a isochronisme des petites oscillations (si θ_0 est petit, en pratique $\theta_0 < 10^\circ$)

L'expérience montre que la période dépend de la longueur du fil. En admettra qu'elle dépend également de g . On peut associer l et g pour retrouver, par analyse dimensionnelle, un temps :

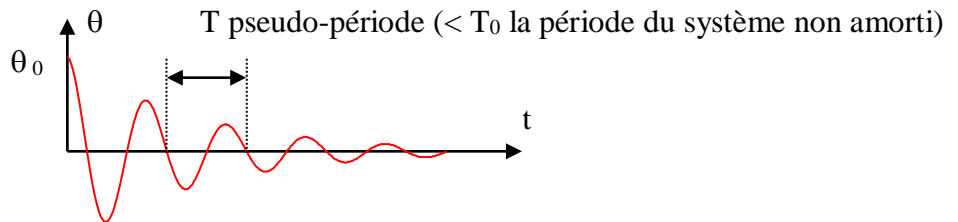
$$\left[\frac{l}{g} \right] = \frac{[l]}{[g]} = \frac{\left[\frac{L}{T^2} \right]}{\left[\frac{L}{T^2} \right]} = [T^2] = [T]^2 \Rightarrow T_0 \approx \sqrt{\frac{l}{g}}$$

Les valeurs expérimentales, maintenant exploitables, donnent $T_0 = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{l}{g}}$

- mouvement amorti. Les oscillations d'un oscillateur libre finissent toujours par s'amortir à cause des frottements. Selon l'importance des frottements, on distingue :

- le régime pseudo-périodique qui correspond un amortissement faible.

La pseudo-période T est la durée qui sépare deux passages consécutifs par la position d'équilibre avec le même sens de variation. Dans le cas d'un amortissement faible, la pseudo-période est voisine de la période propre.

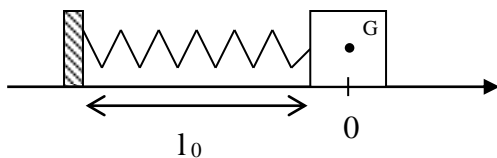


- le régime apériodique qui correspond à un amortissement important. Le système revient à sa position d'équilibre sans osciller.

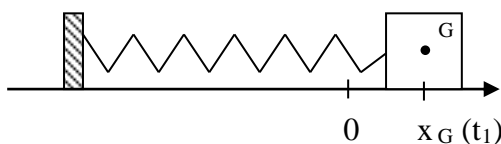


3.2 Le dispositif solide ressort

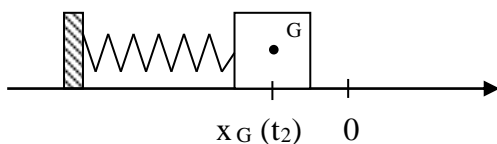
Une masse m coulisse sans frottements sur un support horizontal. Elle est reliée à l'une des extrémités d'un ressort horizontal (de masse nulle, de longueur à vide l_0 et de raideur k). L'autre extrémité du ressort est fixe. L'écart à l'équilibre est repéré par la coordonnée $x_G(t)$ du centre d'inertie.



à l'équilibre



$x_G(t_1) > 0$ ressort dilaté



$x_G(t_2) < 0$ ressort comprimé

Force de rappel exercée par un ressort

Un ressort allongé ou comprimé exerce une force $\vec{F}_{R/S}$ sur le solide que l'on appelle la force de rappel du ressort. Elle dépend de la variation de longueur du ressort et d'une constante k appelée raideur :

$$\vec{F}_{R/S} = -k \cdot \overrightarrow{G_0 G}$$

Son point d'application est le point d'attache du ressort ; sa direction est celle de l'axe du ressort ; son sens : du solide vers le ressort en dilatation et du ressort vers le solide en compression

Etude dynamique du système

On se place dans le référentiel terrestre considéré comme galiléen. Le système est le solide. Les forces exercées sur le solide sont : le poids \vec{P} , la réaction du support et la force de rappel du ressort $\vec{F}_{R/S}$ (les forces de frottement sont négligées). La deuxième loi de Newton appliquée au système s'écrit :

$$m \cdot \vec{a}_G = \vec{P} + \vec{R} + \vec{F}_{R/S}$$

On projette cette relation vectorielle sur l'axe Ox :

$$m \frac{d^2 x_G}{dt^2} + k \cdot x_G = 0$$

Cette équation différentielle admet une solution de la forme : $x_G = A \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{T_0} \cdot t + \varphi_0\right)$

A est l'amplitude des oscillations et φ_0 la phase à l'origine des dates. Ils sont constants et déterminés à partir des conditions initiales du mouvement (l'abscisse $x_G(t_0)$ et la vitesse $\dot{x}_G(t_0)$) :

$$x_G(t_0) = A \cdot \cos(\varphi_0) \quad \left(\frac{dx_G}{dt}\right)_{t_0} = -A \cdot \frac{2\pi}{T_0} \cdot \sin(\varphi_0)$$

Recherchons l'expression de la période propre en remplaçant x_G par sa solution dans l'équation différentielle :

$$m \frac{d^2}{dt^2} \left(A \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{T_0} t + \varphi_0\right) \right) + k \cdot x_G = -m \cdot A \cdot \left(\frac{2\pi}{T_0}\right)^2 \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{T_0} t + \varphi_0\right) + k \cdot x_G = \left(-m \cdot \frac{4\pi^2}{T_0^2} + k\right) \cdot x_G = 0$$
$$\Rightarrow -m \cdot \frac{4\pi^2}{T_0^2} + k = 0 \Rightarrow T_0 = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{k}}$$

La relation précédente montre que la période T_0 dépend uniquement des paramètres m et k . On peut vérifier l'homogénéité de cette formule à l'aide de l'analyse dimensionnelle :

- relation fondamentale de la dynamique : $[F] = [m \cdot a_G] = \left[M \cdot \frac{L}{T^2} \right]$

- force de rappel du ressort : $[k] = \left[\frac{F}{l-l_0} \right] = \frac{[F]}{[l-l_0]} = \frac{\left[M \cdot \frac{L}{T^2} \right]}{[L]} = \left[\frac{M}{T^2} \right]$

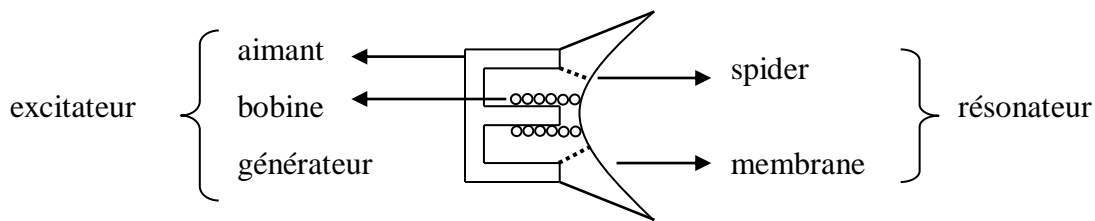
- on associe k et m pour retrouver un temps : $\left[\frac{m}{k} \right] = \left[\frac{M}{M/T^2} \right] = [T^2] = [T]^2$

Ainsi $\left[2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{k}} \right] = [T_0]$

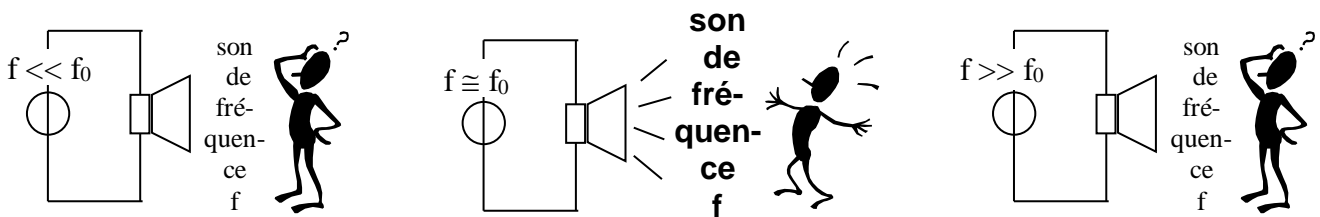
3.3 Le phénomène de résonance

Un oscillateur (nommé résonateur) oscille sous l'action d'un oscillateur extérieur (nommé excitateur).

Exemple la membrane et le spider d'un haut-parleur constituent un résonateur. L'aimant et la bobine constituent l'excitateur.



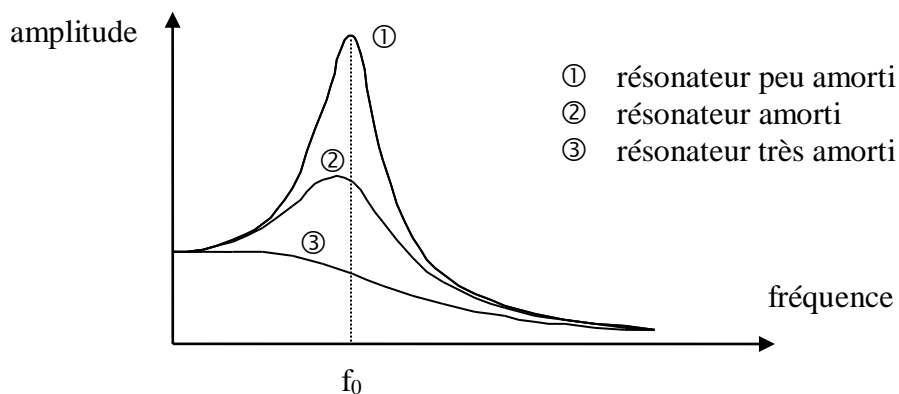
Le haut-parleur est branché à un générateur de fréquence variable



Observations

- le résonateur oscille avec une période imposée par l'excitateur
- l'amplitude des oscillations du résonateur dépend de la fréquence de l'excitateur

Influence de l'amortissement de l'oscillateur forcé



L'expérience montre que la variation de l'amplitude A du résonateur en fonction de la fréquence f de l'excitateur dépend de l'amortissement du résonateur.

Notion de résonance de l'oscillateur forcé

Les courbes 1 et 2 ci-dessus présentent un pic caractéristique de la résonance. L'amplitude maximale des oscillations du résonateur est atteinte pour une fréquence f de l'excitateur voisine de f_0 la fréquence propre du résonateur.

Exemples

Un adulte (l'excitateur de période T) pousse régulièrement un enfant sur une balançoire (résonateur de période propre T_0) à une fréquence telle que $f \approx f_0$. On obtient alors des oscillations de grande amplitude.

Un instrument de musique à cordes possède une caisse (de résonance) dont le volume et la forme permettent le renforcement de certaines fréquences de l'air mis en oscillations par les cordes (fréquences graves pour violoncelle et fréquences aiguës pour un violon).

4 Aspects énergétiques

Travail élémentaire d'une force

Une force \vec{F} s'exerce sur un point mobile qui se trouve, à l'instant t , au point M de sa trajectoire. A l'instant $(t + dt)$ le mobile vient en M' infiniment voisin de M . On pose $\overline{MM'} = d\vec{l}$. Le travail élémentaire de la force \vec{F} dans le déplacement $d\vec{l}$:

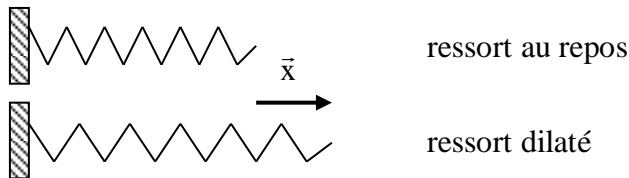
$$dW_{d\vec{l}}(\vec{F}) = \vec{F} \cdot d\vec{l}$$

Travail d'une force extérieure appliquée à l'extrémité d'un ressort, l'autre extrémité étant fixe

Un opérateur applique une force $\vec{F}_{O/R}$ à l'extrémité libre A du ressort qui se déplace du point d'abscisse x_1 au point d'abscisse x_2 . À chaque instant, le ressort exerce sur l'opérateur une force de rappel :

$$\vec{F}_{O/R} = - \vec{F}_{R/O} = k \cdot \vec{x}$$

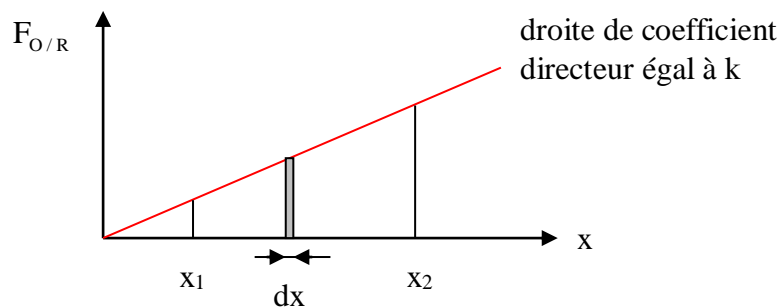
\vec{x} représente le vecteur allongement du ressort



$$dW_{d\vec{x}}(\vec{F}_{O/R}) = \vec{F}_{O/R} \cdot d\vec{x} = k \cdot \vec{x} \cdot d\vec{x} = k \cdot x \cdot dx$$

Remarque $\vec{F}_{O/R}$ est susceptible de varier d'une quantité infiniment petite $d\vec{F}_{O/R}$ en parcourant $d\vec{x}$. Le travail maximal dû à cette variation est $d^2W_{d\vec{x}}(\vec{F}_{O/R}) = d\vec{F}_{O/R} \cdot d\vec{x}$ qui est un infiniment petit du deuxième ordre négligeable par rapport à $dW_{d\vec{x}}(\vec{F}_{O/R})$.

La courbe représentative de $F_{O/R}(x) = k \cdot x$ est une droite passant par l'origine. Le travail élémentaire de la force exercée par l'opérateur pour allonger le ressort de dx représente graphiquement l'aire du rectangle de côtés $F_{O/R}(x)$ et dx



La valeur du travail total effectué par l'opérateur entre x_1 et x_2 est la somme des travaux élémentaires effectués sur ce déplacement :

$$W_{x_1 \rightarrow x_2}(\vec{F}_{O/R}) = \int_{x_1}^{x_2} k \cdot x \cdot dx = \frac{1}{2} k (x_2^2 - x_1^2)$$

Ce travail représente graphiquement l'aire sous la courbe entre les bornes x_1 et x_2 .

Energie potentielle élastique du ressort

L'énergie potentielle élastique du ressort est l'énergie transférée par un opérateur qui déforme le ressort. Le travail de l'opérateur fait varier l'énergie potentielle stockée dans le ressort :

$$\Delta E_p (\text{élastique}) = W_{x_1 \rightarrow x_2} (\vec{F}_{O/R})$$

L'énergie potentielle élastique d'un ressort détendu est prise comme référence, donc nulle :

$$E_p (\text{élastique}) = \frac{1}{2} \cdot k \cdot x^2$$

Energie mécanique du système solide ressort

Par définition, l'énergie mécanique d'un système est la somme de son énergie cinétique et de son énergie potentielle. L'énergie cinétique du système est celle du solide en translation. L'énergie potentielle du système est celle (d'origine élastique) du ressort :

$$E_m = E_c + E_p (\text{élastique}) = \frac{1}{2} m \cdot v_G^2 + \frac{1}{2} k \cdot x_G^2$$

En l'absence d'amortissement, l'énergie mécanique du système masse ressort horizontal est constante.

Energie mécanique d'un projectile dans un champ de pesanteur uniforme

L'énergie potentielle de pesanteur est l'opposée de l'énergie transférée par le poids lors du changement d'altitude z du projectile :

$$\Delta E_p (\text{pesanteur}) = -W(\vec{P})$$

$$E_m = E_c + E_p (\text{pesanteur}) = \frac{1}{2} m \cdot v_G^2 + m \cdot g \cdot z$$

Si le travail des forces extérieures (autres que le poids) s'exerçant sur le projectile en translation dans le champ de pesanteur est nulle alors l'énergie mécanique se conserve.

5 L'atome et la mécanique de Newton : ouverture au monde quantique

5.1 Limites de la mécanique de Newton

Force d'interaction gravitationnelle (rappel)

Deux corps dont la répartition des masses m_A et m_B est à symétrie sphérique, séparés d'une distance AB grande devant leur taille, exercent l'un sur l'autre des forces attractives $\vec{F}_{A/B}$ et $\vec{F}_{B/A}$, de même direction, de sens opposés et de même valeur :

$$\vec{F}_{A/B} = -G \frac{m_A \cdot m_B}{AB^2} \vec{u}_{AB}$$

Force d'interaction électrostatique

Deux charges ponctuelles q_A et q_B , placées dans le vide ou dans l'air, séparées d'une distance AB , exercent l'une sur l'autre des forces $\vec{F}_{A \rightarrow B}$ et $\vec{F}_{B \rightarrow A}$, de même direction, de sens opposés et de même valeur :

$$\vec{F}_{A \rightarrow B} = k \frac{q_A \cdot q_B}{AB^2} \vec{u}_{AB}$$

$\vec{u}_{AB} = \frac{\overrightarrow{AB}}{AB}$ est un vecteur unitaire orienté de A vers B.

La similitude des équations pour les deux types d'interaction a conduit Ernest Rutherford, en 1911, à proposer un modèle planétaire de l'atome. Le noyau y jouait un rôle semblable à celui du soleil et les électrons, en orbite autour du noyau, un rôle semblable à celui des planètes.

Ce modèle s'est vite avéré être en contradiction avec les observations expérimentales. En tournant, les électrons devraient perdre de l'énergie par rayonnement, et donc s'écraser sur le noyau ...

5.2 Quantification des échanges d'énergie

Au début du XX siècle, les physiciens ont remarqué que lorsque l'on éclaire un métal avec une lumière, celui-ci émet des électrons. Si la lumière incidente a une fréquence en dessous d'un certain seuil, rien ne se passe.

Albert Einstein donne, en 1905, une explication à ce phénomène. Les photons sont porteurs de l'énergie $E = h \cdot \nu$. Les électrons qui absorbent les photons acquièrent cette énergie (si elle est suffisante) et les atomes sont ionisés.

Niels Bohr propose, en 1913, un modèle de l'atome où les niveaux d'énergie des électrons sont quantifiés, c'est à dire que l'énergie totale des électrons ne peut prendre que certaines valeurs ; ainsi, les raies spectrales correspondent à des sauts d'électrons entre ces orbites définies.

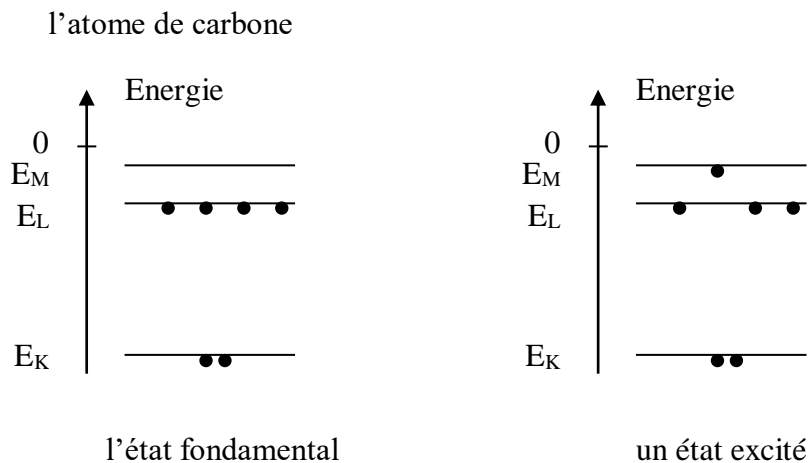
5.3 Quantification des niveaux d'énergie d'un atome, d'une molécule, d'un noyau

Les électrons de l'atome, les atomes de la molécule ou les nucléons du noyau sont répartis en couches. Chaque particule d'une même couche a la même énergie. Cette énergie représente, au signe près, le travail à fournir à la particule pour l'arracher à sa structure.

L'énergie électronique de l'atome se définit comme la somme des énergies de chacun de ses électrons. Cette énergie est minimale quand tous les électrons occupent les couches les plus profondes. L'atome est alors dans son état fondamental.

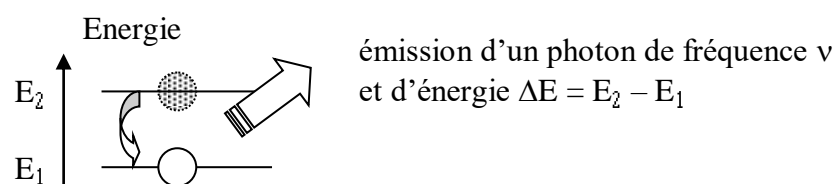
Un électron change de couche et passe à un niveau d'énergie supérieure. Il faut pour cela fournir de l'énergie à l'atome sous forme électrique, thermique ou radiative. L'atome se trouve alors dans un état excité.

Exemple



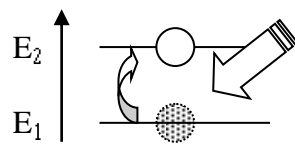
L'atome excité est instable. Il évolue, plus ou moins rapidement, vers un état plus stable. C'est-à-dire un état de plus faible énergie. Il restitue sous forme d'un photon cette différence d'énergie.

Exemple



Pour passer à un état excité, on a vu que l'atome peut absorber de l'énergie sous forme radiative. C'est à dire par absorption d'un photon.

Exemple



absorption d'un photon de fréquence ν
et d'énergie $\Delta E = E_2 - E_1$

Remarque si l'atome reçoit un photon d'énergie inférieure à $(E_2 - E_1)$, la transition n'a pas lieu.

L'énergie d'un photon est donnée par relation d'Einstein $\Delta E = h \cdot \nu$ où h est la constante de Planck et ν la fréquence de la radiation associée au photon.

6 Notations, unités et valeurs

\vec{a}	vecteur accélération. [a] = m.s ⁻²
A	amplitude ou valeur absolue des valeurs maximales d'une grandeur variable et périodique
C	constante de la loi des aires de Kepler. [C] = s ² .m ⁻³
\vec{e}_1	vecteur unitaire de base d'un système d'axe. [\vec{e}_1] = sans unité
d	opérateur différentiel.
d/dt	opérateur de dérivation première par rapport au temps
d ² /dt ²	opérateur de dérivation seconde par rapport au temps
$dW_{\vec{a}i}(\vec{F})$	travail élémentaire effectué par la force \vec{F} lors de son déplacement $d\vec{l}$. [dW] = J
Ec	énergie cinétique. [Ec] = J
Ep	énergie potentielle d'origine élastique ou de pesanteur. [Ep] = J
\vec{f}	vecteur résultante des forces de frottement. [f] = N
\vec{F}	vecteur force. [F] = N
\vec{g}	champ de pesanteur. [g] = m.s ⁻²
g	valeur ou intensité de la pesanteur ; norme du champ de pesanteur. [g] = m.s ⁻²
G	constante de gravitation. $G = 6,67 \cdot 10^{-11}$ N.m ² .kg ⁻²
h	altitude par rapport au sol. [h] = m
h	constante de Plank. $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ J.s
k	raideur d'un ressort. [k] = N.m ⁻¹
l	longueur du fil d'un pendule simple. [l] = m
L	longueur du périmètre d'une orbite circulaire. [L] = m
m	masse. [m] = kg
M_T	masse de la Terre. [M_T] = kg
\vec{N}	vecteur unitaire normal à la trajectoire. [N] = sans unité
\vec{P}	vecteur poids. [P] = N
q	charge d'une particule. [q] = C
R	rayon de courbure d'une trajectoire en un point. [R] = m
R	rayon d'un cercle ou d'une sphère. [R] = m
R_T	rayon de la Terre. [R_T] = m
s	abscisse curviligne. [s] = m
$\int_{t_1}^{t_2} f(t)dt$	somme continue de la fonction f (t) entre les instants t ₁ et t ₂
t	temps. [t] = s
T	période de révolution d'une planète ou d'un satellite. [T] = s

T	pseudo période d'un oscillateur amorti. [T] = s
\vec{T}	vecteur unitaire tangent à la trajectoire. [T] = sans unité
T_0	période propre d'un oscillateur non amorti. [T_0] = s
\vec{v}	vecteur vitesse instantanée. [v] = m.s ⁻¹
x	abscisse de l'extrémité libre d'un ressort. [x] = m
\vec{x}	vecteur allongement de l'extrémité libre d'un ressort. [x] = m
\dot{x}	dérivée première par rapport au temps de la fonction x (t). [\dot{x}] = m.s ⁻¹
\ddot{x}	dérivée seconde par rapport au temps de la fonction x (t). [\ddot{x}] = m.s ⁻²
z	altitude par rapport au sol. [z] = m
α	angle. [α] = rad ou °
Δ	variation d'une quantité physique. Δ = quantité finale – quantité initiale
φ_0	phase à l'origine du temps. [φ_0] = rad
$\vec{\Pi}$	vecteur force de la poussée d'Archimède. [Π] = N
θ	abscisse angulaire. [θ] = rad ou °
ρ	masse volumique. [ρ] = kg.m ⁻³
η	viscosité dynamique. [η] = Pa.s

7 Connaissances et savoir-faire exigibles

1 La mécanique de Newton

Choisir un système.

Choisir les repères d'espace et de temps.

Faire l'inventaire des forces extérieures appliquées à ce système.

Définir le vecteur accélération et exploiter cette définition, connaître son unité.

Énoncer les trois lois de Newton.

Savoir exploiter un document expérimental (série de photos, film, acquisition de données avec un ordinateur...) : reconnaître si le mouvement du centre d'inertie est rectiligne uniforme ou non, déterminer des vecteurs vitesse et accélération, mettre en relation accélération et somme des forces, tracer et exploiter des courbes $v_G = f(t)$.

2 Etude de cas

2.1 Chute verticale d'un solide

Définir un champ de pesanteur uniforme.

Connaître les caractéristiques de la poussée d'Archimède

Appliquer la deuxième loi de Newton à un corps en chute verticale dans un fluide et établir l'équation différentielle du mouvement, la force de frottement étant donnée.

Connaître le principe de la méthode d'Euler pour la résolution approchée d'une équation différentielle.

Définir une chute libre, établir son équation différentielle et la résoudre

Définir un mouvement rectiligne uniformément accéléré.

Savoir exploiter des reproductions d'écrans d'ordinateur (lors de l'utilisation d'un tableur grapheur) correspondant à des enregistrements expérimentaux

Savoir exploiter des courbes $v_G = f(t)$ pour :

- reconnaître le régime initial et/ou le régime asymptotique.
- évaluer le temps caractéristique correspondant au passage d'un régime à l'autre.
- déterminer la vitesse limite.

Dans le cas de la résolution par méthode itérative de l'équation différentielle, discuter la pertinence des courbes obtenues par rapport aux résultats expérimentaux (choix du pas de résolution, modèle proposé pour la force de frottement).

2.2 Mouvements plans

Appliquer la deuxième loi de Newton à un projectile dans un champ de pesanteur uniforme.

Montrer que le mouvement est plan.

Établir l'équation de la trajectoire à partir des équations horaires paramétriques.

Savoir exploiter un document expérimental reproduisant la trajectoire d'un projectile : tracer des vecteurs vitesse et accélération, déterminer les caractéristiques du vecteur accélération, trouver les conditions initiales.

Énoncer les lois de Kepler et les appliquer à une trajectoire circulaire ou elliptique.

Définir un mouvement circulaire uniforme et donner les caractéristiques de son vecteur accélération.

Connaître les conditions nécessaires pour observer un mouvement circulaire uniforme : vitesse initiale non nulle et force radiale.

Énoncer la loi de gravitation universelle sous sa forme vectorielle pour des corps dont la répartition des masses est à symétrie sphérique et la distance grande devant leur taille.

Appliquer la deuxième loi de Newton à un satellite ou à une planète.

Démontrer que le mouvement circulaire et uniforme est une solution des équations obtenues en appliquant la deuxième loi de Newton aux satellites ou aux planètes.

Définir la période de révolution et la distinguer de la période de rotation propre.

Exploiter les relations liant la vitesse, la période de révolution et le rayon de la trajectoire.

Connaître et justifier les caractéristiques imposées au mouvement d'un satellite pour qu'il soit géostationnaire.

Retrouver la troisième loi de Kepler pour un satellite ou une planète en mouvement circulaire uniforme.

Exploiter des informations concernant le mouvement de satellites ou de planètes.

3 Systèmes oscillants

3.1 Présentation de divers systèmes oscillants mécaniques

Définir un pendule simple.

Justifier la position d'équilibre dans le cas d'un pendule simple.

Définir l'écart à l'équilibre, l'abscisse angulaire, l'amplitude, la pseudo-période, la période propre et les mesurer sur un enregistrement.

Énoncer la loi d'isochronisme des petites oscillations.

Savoir comment un système peut atteindre un régime aperiodique.

Savoir que dans le cas d'un amortissement faible, la pseudo-période est voisine de la période propre.

Pour un pendule simple, justifier la forme de l'expression de la période propre par analyse dimensionnelle.

À partir d'une série de résultats expérimentaux, vérifier la validité de l'expression de la période propre d'un pendule simple.

3.2 Le dispositif solide ressort

Connaître les caractéristiques de la force de rappel exercée par un ressort.

Appliquer la deuxième loi de Newton au solide et effectuer la résolution analytique dans le cas d'un dispositif oscillant horizontalement.

Connaître la signification de tous les termes intervenant dans la solution de l'équation différentielle et leur unité.

Connaître et savoir exploiter l'expression de la période propre, vérifier son homogénéité par analyse dimensionnelle.

3.3 Le phénomène de résonance

Savoir que la résonance mécanique se produit lorsque la période de l'excitateur est voisine de la période propre du résonateur.

Savoir que l'augmentation de l'amortissement provoque une diminution de l'amplitude.

Connaître des exemples de résonance mécanique.

4 Aspects énergétiques

Connaître l'expression du travail élémentaire d'une force.

Etablir l'expression du travail d'une force extérieure appliquée à l'extrémité d'un ressort, par méthode graphique et par intégration.

Etablir et connaître l'expression de l'énergie potentielle élastique d'un ressort.

Etablir l'expression de l'énergie mécanique d'un système solide ressort et d'un projectile dans un champ de pesanteur.

Exploiter la relation traduisant, lorsqu'elle est justifiée, la conservation de l'énergie mécanique d'un système.

Calculer la variation de l'énergie cinétique d'un système à partir de la variation d'énergie potentielle et réciproquement.

5 L'atome et la mécanique de Newton : ouverture au monde quantique

Connaître les expressions de la force d'interaction gravitationnelle et de la force d'interaction électrostatique.

Savoir que l'énergie de l'atome est quantifiée et que la mécanique de Newton ne permet pas d'interpréter cette quantification.

Connaître et exploiter la relation $E = h \cdot \nu$

connaître la signification de chaque terme et leur unité.

Convertir les joules en eV et réciproquement.

Interpréter un spectre de raies.

Dans les échanges d'énergie, associer le MeV au noyau et l'eV au cortège électronique.