# Essentiel de physique

2023/2024

### Victor Sarrazin



Bienvenue dans l'essentiel de physique de mes cours de prépa. Ce document a pour objectif de contenir l'intégralité des cours de physique afin de les condenser et de les adapter.

Dans la dernière partie une liste de méthodes est détaillée pour faciliter notre voyage dans la physique.

Bonne lecture...

# Sommaire

<ul><li>♥ I Introduction à l'optique</li><li>♥ II Lentilles minces et miroir plan</li></ul>	4
🔭 III L'oeil	10
Électricité :	
♦ I Introduction à l'électricité	11
<ul><li>II Circuits d'ordre 1</li><li>III Circuits d'ordre 2, Oscillateurs</li></ul>	15 18
<ul> <li>IV Circuits en régime sinusoidal forcé</li> </ul>	20
♦ V Filtrage	24
Ondes:	
<b>IJ</b> I Introduction aux ondes	27
<b>∜</b> II Diffraction/Interférences	29
<b>∜</b> III La lumière onde	31
Mécanique :	
I Cinématique du point	33
🐪 II Dynamique du point 🐪 III Énergétique du point	36 39
N Livergetique du point North la livergetique North la livergetique	42
V Mouvement dans un champ de force newtonien	43
VI Mécanique du solide	45
Thermodynamique :	
■ I Introduction à la thermodynamique	5´
II Premier principe	52
III Second principe	54
<ul><li>IV Flux thermiques</li><li>V Machines thermiques</li></ul>	56 58
VI Changement de phase du corps pur	59
Magnétostatique :	
Introduction à la dynamique des particules chargées	62
	63
III Lois de l'induction : le cas des circuits fixes	68
	71
Fiches TP:	
I Régression linéaire	72
Il Instruments d'optique	73
III Auto-collimation  IV Euler	74 74
(M) IV LUCCI	/-

👰 V Multimètre	76
VI Pont de Wheatstone	77
🖳 VII Oscilloscope	78
VIII Monte-Carlo	79
Annexe:	
_	01
I Analyse dimensionnelle	81
	81
🕽 III Équations différentielles	83



# 🔭 I Introduction à l'optique

### T.1 Généralités

On considère des milieux transparent homogène isotropes (THI):

- Transparent : La lumière n'est pas absorbée
- Homogène: Invariant par translation
- Isotrope: Invariant par quelque soit la direction depuis laquelle on regarde

On a la vitesse de la lumière dans le vide,  $c=3.0\cdot 10^8~\mathrm{m\,s^{-1}}$ 

### Indice optique:

On a l'**indice optique** n (ou *indice de réfraction*), usuellement n>1. On a  $v=\frac{c}{n}$  la vitesse dans un THI donné.

On a 
$$n_{
m vide}=1$$
,  $n_{
m air}-n_{
m vide}=3\cdot 10^{-4}$  et  $n_{
m eau}=1.3$ 

### Relation de dispertion :

On a  $\lambda=\frac{c}{f}$  avec f la fréquence temporelle et  $\lambda$  la longueur d'onde. Dans un THI on a donc  $\lambda=\frac{c}{nf}$ 



On a  $\lambda_{
m violet}=400\,{
m nm}$  et  $\lambda_{
m rouge}=800\,{
m nm}$ . Si  $\lambda<400\,{
m nm}$  on est dans le domaine des **ultraviolets** et si  $\lambda>800\,{
m nm}$  on est dans le domaine des **infrarouges**.

La puissance lumineuse moyenne par unité de surface est appelée **éclairement**  $(\xi)$  ou intensité lumineuse (I).

### T.2 Caractérisation spectrale des sources lumineuses

Une onde lumineuse possède une décomposition spectrale. On utilise principalement un spectromètre à réseau pour déterminer cette décomposition.



On a dans le cas du laser une seule raie spectrale, on parle alors de lumière monochromatique.



On a dans le cas d'une lampe spectrale plusieurs raies, c'est un spectre des éléments qui composent la valeur dans l'ampoule. Chaque pic correspond à un 1 photon d'énergie donnée



On a dans le cas du soleil un spectre continu (corps noir) avec des "trous" liés aux absoptions sélectives des espèces chimiques présentes dans l'atmosphère.

### 🧩 I.3 Source lumineuse ponctuelle, rayon lumineux

Une **source lumineuse ponctuelle** est une source de lumière dont les dimesions sont négligeables devant les distances caractéristiques du problème.

On appelle **rayon lumineux** une ligne selon laquelle se propage la lumière.

### Propriétés des rayons lumineux :

- Les rayons lumineux sont indépendants les uns des autres
- Les rayons lumineux se propagent de façon rectilligne uniforme dans les milieux THI

### 🎇 I.4 Approximation de l'optique géométrique

### Approximation de l'optique géométrique :

Les systèmes rencontrés par la lumière lors de sa propagation sont de dimension grande devant la longueur d'onde.

Dans la suite on se place dans cette approximation

### TI.5 Lois de Snell-Descartes



### 🔭 I.5.a Lois de l'optique géométrique

### Principe de retour inverse :

La forme d'un rayon lumineux ne dépend pas du sens dans lequel la lumière le parcourt

### Loi de Descartes pour la réflexion :

Les rayons incidents et réfléchis sont dans le même plan, et

$$\alpha = i$$

Avec  $\alpha$  l'angle réféchi et i d'incidence

#### Loi de Descartes pour la réfraction :

Les rayons incidents et réfractés sont dans le même plan, et

$$n_r \sin(r) = n_i \sin(i)$$

Avec r l'angle réféchi et i d'incidence, avec  $n_r, n_i$  les indices optiques des 2 milieux

### TI.5.b Réflexion totale

Si  $n_1>n_2$ , on dit que le milieu 1 est plus **réfringent** que le milieu 2.

#### Réflexion totale:

Il existe un angle d'incidence limite  $i_{1, \rm lim}=\arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$  tel que si  $i_1>i_{1, \rm lim}$  il n'y a plus de rayon réfracté

#### Preuve:

On part de la loi de Descartes pour la réfraction,  $n_1\sin(i)=n_r\sin(r)$  avec r>i et  $n_1>n_2$  d'où  $\frac{n_1}{n_2}=\frac{\sin(r)}{\sin(i)}>1$  d'où  $\sin(r)>\sin(i)$ .

Ainsi  $\sin(r)=\frac{n_i}{n_r}\sin(i)$  d'où si  $i>\arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$  on a  $\sin(r)>0$  ce qui est contradictoire.

## TI Lentilles minces et miroir plan

### TI.1 Vocabulaire

Un **système optique** est un système plus ou moins complexe susceptible de perturber le trajet des rayons lumineux.

On a:

Rayons incidents → Système optique → Rayons émergents

Si des rayons incidents proviennent d'un même point, on parle de **point objet**.

Si des rayons émergents proviennent d'un même point, on parle de **point image**.

On dit que A' est conjugué à A si A' est l'image de A, et on note  $A \stackrel{\text{miroir}}{\sim} A'$ 

Un système qui conjugue à un point objet un point image est dit **stigmatique**. Seul le **miroir plan** l'est parfaitement.

On parle de **système centré** pour un système possédant un axe de symétrie appelé **axe optique** (OA)

On parle d'**aplanétisme** si 2 points objets dans le même plan orthogonal à OA sont conjugués à 2 points image dans un même plan orthogonal à OA (encore le cas du miroir plan)

Un point est **réel** si il existe, et **virtuel** si on le voit dans un instrument d'optique (ou pas du tout)

### TI.2 Lentilles minces

On parle de lentille mince car l'épaisseur est petite devant les rayons de courbure.

#### Conditions de Gauss:

Tous les rayons sont **paraxiaux**, soit peu inclinés et peu éloigné de OA.

Dans ces conditions on a un stigmatisme approché et un applanétisme approché.

On peut aussi se placer dans l'approximation des petits angles,  $\alpha\ll 1$  d'où  $\tan\alpha=\sin\alpha=\alpha$  et  $\cos\alpha=1$ 

Le **centre optique** est le point d'un système optique où les rayons ne sont pas déviés.

Le **foyer principal image** (F') est l'image conjuguée d'un point objet à l'infini dans la direction de l'axe optique.

Le **foyer principal objet** (F) est l'objet conjugé d'un point image à l'infini dans la direction de l'axe optique.

#### Distance focale:

On a la distance focale image :  $\overline{OF'}=f'$  et on a la distance focale objet :  $\overline{OF}=f$ 

Ces deux grandeurs sont algébriques

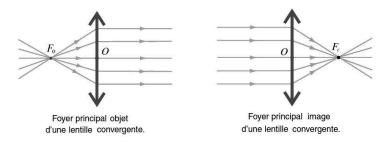
On a |f| = |f'|. Une lentille est très convergente/divergente quand |f'| est très petit.

On note la **vergence** d'une lentille  $v=\frac{1}{f}$  en dioptrie  $\delta$  avec  $[\delta]=\mathrm{m}^{-1}$ 

On définit le **grandissement,**  $\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}}$  soit la taille de l'image sur la taille de l'objet

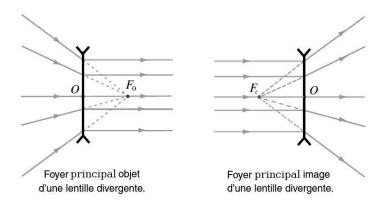
### TI.2.a Lentille convergente

Une lentille est dite convergente si elle est à bords fins.



### TI.2.b Lentille divergente

Une lentille est dite divergente si elle est à bords épais.



### TI.3 Constructions

- Un rayon incident qui passe par O est non dévié
- Un rayon incident qui passe par F émerge parallèlement à OA
- Un rayon émergent qui passe par F' incide parallèlement à OA
- Deux rayons incidents parallèles entre eux émergent en se croisant en un même point du plan focal image
- Deux rayons émergents parallèles entre eux incident en se croisant en un même point du plan focal objet

## 🔭 II.4 Relations de conjugaison

### Relations de Descartes (centre optique) :

On a:

$$\frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{f'}$$
 
$$\gamma = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}$$

### Relations de Newton (foyer):

On a:

$$\overline{F'A'}\times \overline{FA} = -(f')^2$$

$$\gamma = -\frac{\overline{F'A'}}{f'} = -\frac{f}{\overline{FA}}$$

#### Preuve

Cette preuve est hors programme théoriquement.



A faire (Si pas la flemme)

### $\Re$ II.5 Condition 4f'

### Condition 4f':

Pour obtenir une image réelle d'un objet réel avec une lentille convergente,

$$D \ge 4f'$$

### Preuve:

A faire





# **∮** Électricité

### ♣ I Introduction à l'électricité

### **↓** I.1 Généralités

### **♦ I.1.a** Charge électrique

La **charge** est une propriété intrinsigue d'une particule et s'exprime en Coulomb (c) et est de dimension I.T, est algébrique, additive et conservative (un système fermé est de charge fixe).

La charge est portée par les électrons (-e) et les protons (e) avec  $e=1.6\times 10^{-19}c$  la **charge** élémentaire (souvent notée q).

### **∮** I.1.b Courant électrique

Le courant électrique est un déplacement d'ensemble de charges

### ∮ I.1.c Dipôle, branche, maille, circuit

Un **dipôle** possède 2 pôles, lui permettant d'être traversé par un courant électrique. Une association de dipôles forme un **circuit**.

Un association de dipôles à la suite est appelée association série et forme une branche.

Un association de dipôles bouclant sur elle même est appelée maille.

### ∮ I.1.d Intensité électrique

L'intensité électrique est un débit de charge noté I, avec  $I=\frac{\delta Q}{\mathrm{d}t}$  avec  $\delta Q$  la charge traversant la section pendant  $\mathrm{d}t$ .

Pour mesurer une intensité on utilise un ampèremètre avec le + sur le mA ou  $\mu A$  et le - sur le COM (en série).

### Loi des noeuds:

Dans une maille on a:

$$\sum_{\text{entrants}} I = \sum_{\text{sortants}} I$$

### **∮** I.2 La tension électrique

La **tension électrique** U est une différence de potentiels en Volts (V) et est additive.

### Expression de $U_{ m AB}$ :

On a  $U_{\mathrm{AB}} = V_A - V_B$  avec  $V_A$  et  $V_B$  deux potentiels.

#### Loi des mailles :

Dans une maille, on a:

$$\sum_{\text{tension maille}} \varepsilon_i U_i$$

avec  $\varepsilon_i = +1$  si  $U_i$  est dans le sens du parcours et  $\varepsilon_i = -1$  sinon.

La loi des mailles et la loi des noeuds s'appellent les **lois de Kirchhoff**. Elles sont variables en régime continu et en régime lentement variable.

Pour mesurer une tension on utilise un *voltmètre* avec le + sur la borne  $\Omega$  et le - sur la borne COM (en dérivation).

### ♦ I.3 Approximation des régimes quasi stationnaires (ARQS)

#### Critère d'ARQS:

Si  $au\gg \frac{d}{c}$  avec au le temps caractéristique, d la taille du circuit et c la longueur du vide alors on est dans l'approximation.

Si ce critère est vérifié, tous les points du circuit "voient" le changement en direct. Ce critère est tout le temps vérifié en série.

### **↓** I.4 Résistors

Un **résistor** est une dipôle qui conduit + ou - bien l'électricité.



Une résistance est schématisée ainsi en convention récepteur

#### Loi d'Ohm:

On a U=RI avec R la résistance en Ohm ( $\Omega$ ) en convention récepteur.

Attention, en convention générateur, on a U=-RI

On dit qu'un résistor est un dipôle passif (en l'absence de I, pas de U) et linéaire (U=f(I)).

On a  $R = \frac{l}{\sigma S}$  avec l la longueur,  $\sigma$  la conductivité électrique et S la section.

On considère qu'un fil a une résistance négligeable.

#### Tension d'un fil:

La tension au bornes d'un fil est nulle.

Le voltmètre ( $\approx 10 M\Omega$ ) est modélisée par un interrupteur ouvert, et l'ampèremètre ( $\approx 0.1\Omega$ ) modélisée par un fil.

### Puissance dissipée par un résistor :

On a 
$$P = RI^2$$

#### Preuve:

On a 
$$P_{
m reçue}=UI=U_RI_R=RI_RI_R=RI_R^2$$

On a la **masse**, un point d'un circuit de potentiel nul,  $V = 0 \, \text{V}$  c'est l'origine des potentiels.

En théorie elle est choisie arbitrairement, mais en pratique elle est imposée par certails appareils reliés à la Terre.

### **↓** I.5 Associations des résistors



### Association série de résistors :

Soit  $R_1$  et  $R_2$  deux résistances en série, on a  $R_e = R_1 + R_2$  la résistance équivalente

### Preuve:

On a 
$$U_1=R_1I$$
 et  $U_2=R_2I$  ainsi  $U=U_1+U_2=R_1I+R_2I=(R_1+R_2)I$  ainsi  $R_e=R_1+R_2$ 



### Association parallèle de résistors :

Soit  $R_1$  et  $R_2$  deux résistances en parallèle, on a  $\frac{1}{R_e}=\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}$  la résistance équivalente

#### Preuve:

Par loi des mailles, 
$$U=U_1=U_2$$
, ainsi  $U=R_1I_1=R_2I_2$ , d'après la loi des noeuds,  $I=I_1+I_2=\frac{U}{R_1}+\frac{U}{R_2}=U\Big(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\Big)$  ainsi  $U=\frac{1}{\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}}I$ 

### **↓** I.6 Ponts diviseurs



### Pont diviseur tension:

Soit  $R_1$  et  $R_2$  deux résistances en séries,  $U=\frac{R_1}{R_1+R_2}I$ 

Preuve : On a 
$$U_1=R_1I$$
 et  $U=(R_1+R_2)I$  d'où  $\frac{U_1}{U}=\frac{R_1I}{(R_1+R_2)I}$ 



### Pont diviseur courant :

Soit  $R_1$  et  $R_2$  deux résistances en parallèle,  $I_1 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} I$ 

#### Preuve:



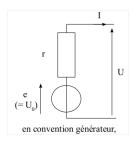
### ∮ I.7 Générateurs

### ∮ I.7.a Générateur de tension



Un **générateur de tension** est un dipole qui impose une tension entre ses bornes. La tension imposée par un générateur est aussi appelée sa force électromagnétique (f.e.m)

U est donc indépendante, c'est une dipôle actif.



A faire

Un générateur réel est un générateur de Thévenin, on a :

### Générateur de Thévenin :

On a  $U=U_r+E=E-R_iI$  et  $P_{\mathrm{fournie}}=UI=(E-R_iI)I=EI-R_iI^2$  , avec  $R_i$  la résistance interne et E la f.e.m

### I.7.b Générateurs de courant (HP)



14

Il existe des **générateurs de courant** qui fixent une intensité dans le circuit.

### ♣ II Circuits d'ordre 1

### ♣ II.1 Le condensateur

### ∮ II.1.a Généralités

Le condensateur est un dipôle linéaire composé de deux armatures séparées par un milieu isolant (diélectrique).



On a Q la charge algébrique par l'armature de gauche et -Q par celle de droite : le condensateur est globalement neutre.

On a Q = CU avec C la capacité du condensateur en Farad (F)

### Intensité aux bornes d'un condensateur :

En convention récepteur,  $I = C \frac{dU}{dt}$ 

Preuve: On a 
$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}=\frac{\delta Q}{\mathrm{d}t}=I$$
 et  $Q=CU$  donc  $I=\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}CU}{\mathrm{d}t}=c\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}$ 

### Énergie stockée dans un condensateur :

En convention récepteur, on a  $E=\frac{1}{2}CU^2$ 

Preuve:

On a 
$$P_{
m reçue}=UI=U imes c rac{{
m d} U}{{
m d} t}=rac{{
m d} rac{1}{2}CU^2}{{
m d} t}$$
 or  $P_{
m reçue}=rac{{
m d} E}{{
m d} t}$  d'où  $E=rac{1}{2}CU^2$ 

#### Continuité de U au bornes d'un condensateur :

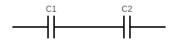
Aux bornes d'un condensateur U est continue

On suppose U discontinue donc E aussi, ainsi  $P=\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}$  diverge donc  $P_{\mathrm{reque}}$  infinie n'est pas

### Comportement en régime permanant :

En régime permanent un condensateur est équivalent à un interrupteur ouvert (I = 0 A)

#### **♦** II.1.b Associations



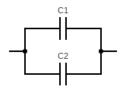
#### Association série de condensateurs :

Soit  $C_1$  et  $C_2$  deux condensateurs en parallèle, on a  $\frac{1}{C_e}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}$  le condensateur équivalent

#### Preuve:

On a 
$$U=U_1+U_2$$
 avec  $i=i_1=i_2$  d'où  $i=C_1\frac{\mathrm{d} U_1}{\mathrm{d} t}=C_2\frac{\mathrm{d} U_2}{\mathrm{d} t}.$ 

Ainsi on a  $\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}U_1}{\mathrm{d}t}+\frac{\mathrm{d}U_2}{\mathrm{d}t}$  soit  $\frac{i}{C_e}=\frac{i}{C_1}+\frac{i}{C_2}$  d'où la relation cherchée.



### Association parallèle de condensateurs :

Soit  $C_1$  et  $C_2$  deux condensateurs en série, on a  $C_e = C_1 + C_2$  le condensateur équivalent

#### Preuve:

Loi des noeuds on a  $i=i_1+i_2$  d'où on a  $i_1=C_1\frac{\mathrm{d} U}{\mathrm{d} t}$  et  $i_2=C_2\frac{\mathrm{d} U}{\mathrm{d} t}$  d'où  $i=(C_1+C_2)\frac{\mathrm{d} U}{\mathrm{d} t}$ 

### **★ II.2 Charge d'un condensateur**

On peut étudier la charge d'un condensateur (ou sa décharge) avec une équation d'ordre 1 dans un circuit RC

### Équation différentielle RC:

On a

$$\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{RC}U = A$$

avec  $\tau = RC$  le temps caractéristique

### ♣ II.3 La bobine

### ∮ II.3.a Généralités

La bobine est un dipôle linéaire composé d'un enroulement de fils sur lui même



On associe à une bobine une **inductance** L en Henry ( H), dépendant du nombre de fils et la quantités de spires (tours)

Intensité aux bornes d'une bobine :

En convention récepteur,  $U=Lrac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}$ 

Énergie stockée dans une bobine :

En convention récepteur, on a  $E=\frac{1}{2}Li^2$ 

Preuve:

On a 
$$P_{
m reque}=UI=Lrac{{
m d}i}{{
m d}t} imes i=rac{{
m d}rac12Li^2}{{
m d}t}$$
 or  $P_{
m reque}=rac{{
m d}E}{{
m d}t}$  d'où  $E=rac12Li^2$ 

Continuité de i au bornes d'une bobine :

Aux bornes d'une bobine i est continue

Preuve:

On suppose i discontinue donc E aussi, ainsi  $P=\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}$  diverge donc  $P_{\mathrm{reque}}$  infinie n'est pas possible

Comportement en régime permanant :

En régime permanent un condensateur est équivalent à un fil ( $U=0\,\mathrm{V}$ )

**★** II.3.b Associations

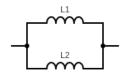


Association série de bobines :

Soit  ${\cal L}_1$  et  ${\cal L}_2$  deux bobines en série, on a  ${\cal L}_e = {\cal L}_1 + {\cal L}_2$  la bobine équivalente

Preuve:

On a 
$$U=U_1+U_2=L_1\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}+L_2\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}=(L_1+L_2)\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}$$



Association parallèle de bobines :

Soit  $L_1$  et  $L_2$  deux bobines en parallèle, on a  $\frac{1}{L_e}=\frac{1}{L_1}+\frac{1}{L_2}$  la résistance équivalente

17

#### Preuve:

Par loi des mailles,  $U=U_1=U_2$ , ainsi  $U=L_1\frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}t}=L_2\frac{\mathrm{d}i_2}{\mathrm{d}t}.$ 

D'après la loi des noeuds,  $i=i_1+i_2$  d'où  $\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}t}+\frac{\mathrm{d}i_2}{\mathrm{d}t}$  soit  $\frac{U}{L}=\frac{U}{L_1}+\frac{U}{L_2}$  d'où la relation recherchée

### ∮ III Circuits d'ordre 2, Oscillateurs

Les oscillateurs sont présentés dans un cas électrique, mais on les retrouve aussi en mécanique ou encore en thermodynamique.

### **★ III.1** Oscillateur harmonique



On considère un circuit LC, on trouve  $LC rac{\mathrm{d}^2 U}{\mathrm{d}t^2} + U = E$  d'où en posant  $\omega_0 = rac{1}{LC}$  on retrouve :

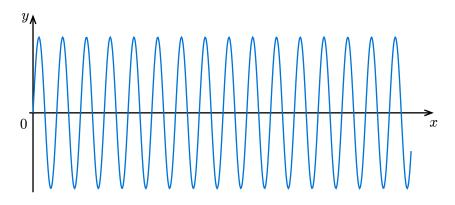
### Oscillateur harmonique:

On a l'équation différentielle de l'oscillateur harmonique :

$$\ddot{\theta} + \omega_0^2 \theta = B$$

avec  $\omega_0$  la **pulsation caractéristique** homogène à un  $\,\mathrm{rad}\,\mathrm{s}^{-1}$  et B une constante

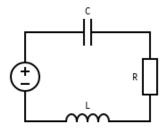
La forme générale est  $\operatorname{sp} + A\cos(\omega_0 t) + B\sin(\omega_0 t)$ , la résolution étant détaillée en annexe III. Elle admet la courbe suivante.



Ainsi l'oscillateur possède un comportement oscillant avec  $2\pi f = \omega_0$ 

### III.2 Oscillateur amorti

### ∮ III.2.a Généralités



On considère maintenant un circuit RLC, ainsi on trouve l'équation différentielle suivante  $\frac{E}{LC}=\frac{\mathrm{d}^2 U}{\mathrm{d}t^2}+\frac{R}{L}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}+\frac{1}{LC}U$ , en posant  $\omega_0=\frac{1}{LC}$  et  $Q=\frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}$  on a :

#### Oscillateur amorti:

On a l'équation différentielle de l'oscillateur armorti :

$$\ddot{\theta} + \frac{\omega_0}{Q}\dot{\theta} + \omega_0^2\theta = \omega_0^2B$$

avec  $\omega_0$  la **pulsation caractéristique** homogène à un  ${\rm rad}\,{\rm s}^{-1}$ , Q le **facteur de qualité** adimensionné et B une constante

Si on a beaucoup d'oscillations, Q correspond au nombre de périodes avant armortissement.

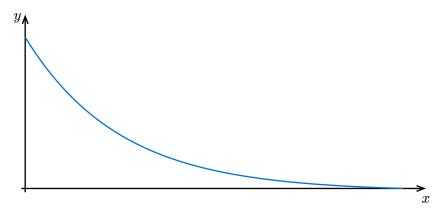
Selon la valeur de Q on a un des trois types d'oscillateurs suivants :

- Si  $Q < \frac{1}{2}$ , on est en régime apériodique
- Si  $Q=\frac{1}{2}$ , on est en régime critique
- Si  $Q > \frac{1}{2}$ , on est en régime pseudo-périodique

### **∮** III.2.b Régime apériodique

Dans le cas apériodique on a  $\Delta>0$  d'où  $U(t)=\mathrm{sp}+Ae^{-\frac{t}{\tau_1}}+Be^{-\frac{t}{\tau_2}}$ , la résolution étant détaillée en annexe III.

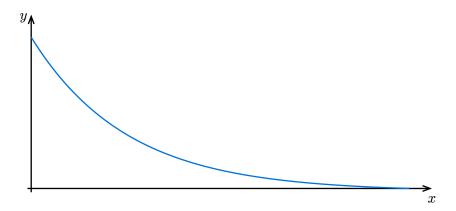
U s'amortit donc en quelques  $\max( au_1, au_2)$ .



### **⋠** III.2.c Régime critique

Dans le cas critique, on a  $\Delta=0$  d'où  $U(t)=\mathrm{sp}+(At+B)e^{-\frac{t}{\tau}}$ , la résolution étant détaillée en annexe III.

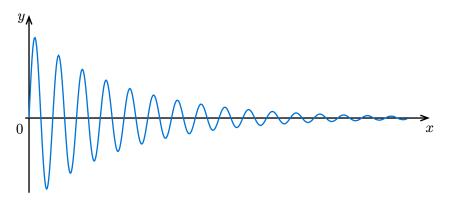
Le cas critique est très compliqué à réaliser expérimentalement.



### ∮ III.2.d Régime pseudo-périodique

Dans le cas pseudo-périodique, on a  $\Delta < 0$  d'où on a  $U(t) = \mathrm{sp} + (A\cos(\omega t) + B\sin(\omega t))e^{-\frac{t}{\tau}}$  avec  $\omega$  la **pseudo-pulsation**, la résolution étant détaillée en annexe III.

Ainsi dans ce cas les oscillateurs voient leur amplitude d'oscillations diminuer avec le temps.



On définit le **décrément logarithmique**  $\delta=\frac{T}{\tau}$ , avec T la **pseudo-période**. Le décrément logarithmique s'obtient en prenant deux valeurs maximales et en faisant  $\delta=\ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right)$  avec  $t_1< t_2$ .

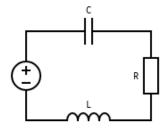
La durée du transitoire est de quelques  $\tau$ .



### Attention:

En régime pseudo-périodique il n'est pas possible de déterminer graphiquement au comme dans les autres régimes.

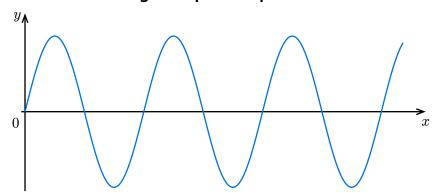
- ♣ IV Circuits en régime sinusoidal forcé
- **♦** IV.1 Régime transitoire



Le circuit est en régime sinusoïdal forcé si le **générateur basse fréquence** (GBF) délivre une tension sinusoïdale. Ainsi on a l'apparition d'un déphasage aux temps longs, et l'amplitude du GBF n'est pas forcément la même que celle de U.

Ainsi le second terme dans les équations différentielles devient de la forme  $A\cos(\omega t)$ 

### ♦ IV.2 Vocabulaire des signaux périodiques



#### On définit:

- La **période** T en s correspondant à l'écart entre deux passages au même point
- La **fréquence** f en  $\operatorname{Hz}$  correspondant au nombre de périodes en une seconde d'où  $f=rac{1}{T}$
- La valeur moyenne  $\langle u \rangle = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u \Big( \widetilde{t} \Big) \, \mathrm{d} \widetilde{t}$
- L'amplitude crête à crête (peak to peak)  $\Delta = u_{
  m max} u_{
  m min}$
- La valeur efficace,  $u_{
  m eff} = \sqrt{\langle u^2 
  angle}$

### Valeur efficace pour un signal sinusoïdal :

Dans le cas d'un signal de la forme  $S_0\cos(\omega t)$ , on a  $\langle S\rangle=0$  et  $S_{\rm eff}=\frac{S_0}{\sqrt{2}}$ 

#### Preuve:

En effet en intégrant sur une période, on a  $\langle S \rangle = 0$ 

On a 
$$\langle S^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_t^{t+2\pi} \left( S_0 \cos\left(\omega \tilde{t}\right) \right)^2 \mathrm{d}\tilde{t} = \langle S^2 \rangle = \frac{S_0^2}{2\pi} \int_t^{t+2\pi} \frac{1+\cos\left(\omega \tilde{t}\right)}{2} \, \mathrm{d}\tilde{t} = \frac{S_0^2}{2\pi} \frac{2\pi}{2} = \frac{S_0^2}{2} \, \mathrm{d}'$$
 où en passant à la racine,  $S_{\mathrm{eff}} = \frac{S_0}{\sqrt{2}}$ 

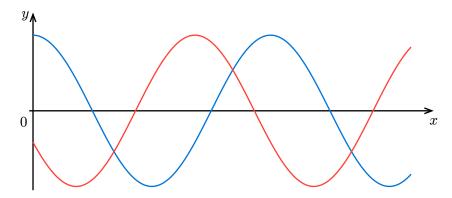
### **♦** IV.3 Déphasage entre signaux

Soit  $s_1(t)=s\cos(\omega t+\varphi_1)$  et  $s_2(t)=s\cos(\omega t+\varphi_2)$ , on définit le **déphasage** de  $s_2$  par rapport à  $s_1$  par  $\Delta\varphi=\varphi_2-\varphi_1$ 

Le déphasage est défini modulo  $2\pi$ 

• Si  $\varphi_1 \equiv \varphi_2 \, \mathrm{mod} \, 2\pi$  alors les deux signaux sont en **accord de phase** 

- Si  $\Delta \varphi = \pm \pi$ , alors les deux signaux sont en **opposition de phase**
- Si  $\Delta \varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ , alors les deux signaux sont en **quadrature de phase**
- Si  $\varphi_2 > \varphi_1$ ,  $s_2$  est en avance de phase sur  $s_1$
- Si  $\varphi_2 < \varphi_1$ ,  $s_2$  est en **retard de phase** sur  $s_1$



Pour mesurer le déphasage, on mesure l'écart de temps entre 2 passages au même endroit et on obtient  $\Delta t_1$  et  $\Delta t_2$ , ainsi on doit choisir, en connaissance du système entre 1 et 2, et  $|\Delta \varphi| = \frac{\Delta t_i}{T} \times 2\pi \operatorname{mod} 2\pi$ 

### 

Pour parler d'une représentation complexe en physique on utilise  $\underline{s}=a+ib$ , et le conjugué de  $\underline{s}$  est noté  $\underline{s}^*=\overline{\underline{s}}=a-ib$ 

#### Attention:



Dans le contexte spécifique de l'électricité et pour éviter des confusions avec l'intensité i, on note j le nombre imaginaire tel que  $j^2=-1$  (définition différente des mathématiques)

En posant  $u=U_0\cos(\omega t+\varphi)$ , on a  $\underline{u}=U_0e^{j(\omega t+\varphi)}$  d'où  $\underline{u}=U_0e^{j\varphi}e^{j\omega t}$  avec  $U=U_0e^{j\varphi}e^{j\omega t}$ 

De plus on a  $\varphi = \arg(U) = \arg(U_0 e^{j\varphi})$ 

Dériver en complexe revient à multiplier par  $j\omega$ 

### **♦** IV.5 Impédances complexes

### ∮ IV.5.a Généralités

### Impédance complexe :

En convention récepteur, on définit  $\underline{z}=\frac{\underline{u}}{\underline{i}}=\frac{U_0}{I_0}e^{j(\varphi_u-\varphi_i)}$  l'impédance complexe homogène à une résistance

#### Cas d'une résistance :

Pour une résistance, on a  $z_R=R$ , d'où  $\underline{z}\in\mathbb{R}_+$ , on dit que le dipôle est **résistif** 

#### Cas d'une bobine :

Pour une bobine, on a  $\underline{z_L}=j\omega L$ , d'où  $\underline{z}\in i\mathbb{R}$  et  $\varphi_u-\varphi_i=\frac{\pi}{2}$ , donc u(t) est en quadrature de phase avance par rapport à i(t), on dit que le dipôle est **inductif**.

#### Preuve:

On a 
$$u_L=Lrac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}$$
 d'où  $\underline{u_L}=Lj\omega\underline{i}$  d'où  $\underline{z_L}=j\omega L$ 

### Cas d'un condensateur :

Pour un condensateur, on a  $\underline{z_C}=\frac{1}{j\omega C}$ , d'où  $\underline{z}\in i\mathbb{R}$  et  $\varphi_u-\varphi_i=-\frac{\pi}{2}$ , donc u(t) est en quadrature de phase retard par rapport à i(t), on dit que le dipôle est **capacitif**.

#### Preuve:

On a 
$$i=C rac{\mathrm{d} u_C}{\mathrm{d} t}$$
 d'où  $\underline{i}=Lj\omega u_C$  d'où  $z_C=rac{1}{i\omega C}$ 

On définit aussi l'**admittance complexe** comme étant  $\underline{y}=\frac{1}{z}$ 

### ♦ IV.5.b Comportement basse et haute tension

### Comportement basse fréquence :

En basse fréquence :

- La bobine se comporte comme un fil
- Le condensateur se comporte comme un interrupteur ouvert

### Comportement haute fréquence :

En haute fréquence :

- La bobine se comporte comme un interrupteur ouvert
- Le condensateur se comporte comme un fil

### ♣ IV.6 Lois de l'électricité en RSF

Les lois de l'électricité restant valides dans l'ARQS, elles sont aussi valides si  $\omega \ll \frac{2\pi c}{d}$ .

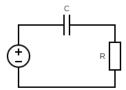
Les impédances s'associent en série et en parallèle comme des résistances, et les ponts diviseurs s'appliquent aussi aux impédances.

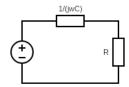
### ♣ IV.7 Étude d'un circuit

Pour étudier un circuit :

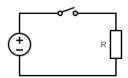
- On peut établir l'équation différentielle de u, puis passer dans  $\mathbb C$  et déterminer u puis U et  $\varphi$
- On peut utiliser la méthode des impédances complexes (voir ci dessous), valide uniquement en RSF

On considère le circuit suivant, qu'on peut remplacer avec des impédances :





Ainsi en basse et haute fréquence on a :





Par loi des mailles on a  $\underline{z_R}=R$  et  $\underline{z_C}=\frac{1}{j\omega C}$  d'où le dipole équivalent est  $\underline{z}=R+\frac{1}{j\omega C}$ 

En utilisant un pont diviseur tension on a  $\underline{u_C}=\frac{z_C}{z_R+z_C}E=\frac{1}{1+j\omega RC}E$ 

On remarque qu'on peut retrouver l'équation différentielle, on a  $\underline{u}=\frac{1}{1+j\omega RC}\underline{e}$  d'où  $\underline{u}+j\omega RC\underline{u}=\underline{e}$  d'où  $u+RC\dot{u}=e$ 

### **♦** IV.8 Résonnance

Dans un RLC série alimeté par un générateur de tension idéal, on a :  $\underline{\underline{I}} = \frac{\underline{U}}{\underline{R}} = \frac{U_0/R}{1+jQ\left(\frac{\omega}{\omega_0}-\frac{\omega_0}{\omega}\right)}$  ( $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{IC}}$  et  $Q = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}$ )

Si on trace la **réponse en amplitude**, l'amplitude réelle présente un maximum, alors on dit qu'il y a **résonance en intensité**. On définit  $\omega_{\rm res}$  la **pulsation de résonnance**, pas toujours égale à  $\omega_0$  (notamment dans du 2nd ordre).

On définit  $\omega_c$  les **pulsations de coupure** tel que  $I\left(\frac{\omega_c}{\omega_0}\right)=\frac{I_{\max}}{\sqrt{2}}$ 

On a  $\Delta \omega_c = \left| \omega_{c_1} - \omega_{c_2} \right|$  la largeur de résonance

De plus on a aussi  $\frac{\omega_{
m res}}{\Delta\omega_c}$  l'acuité de résonance, plus elle est élevée, plus on a un pic.

On peut tracer la **réponse en phase,**  $\varphi=-\arctan\left(Q\left(\frac{\omega}{\omega_0}-\frac{\omega_0}{\omega}\right)\right)$ , on remarque dans le cas d'un RLC que  $\varphi(\omega_{\mathrm{res}})=0$ ,  $|\varphi(\omega_c)|=\frac{\pi}{4}$  et  $\omega_{\mathrm{res}}=\omega_0$ .

On a résonance en intensité peu importe le facteur de qualité, mais ça n'est pas toujours le cas (notamment en tension ou en vitesse en mécanique)

### **♦** V Filtrage

Les signaux dans la réalité sont complexes à analyser car souvent superposés à un bruit qu'on cherche à éliminer. Ainsi on réalise un **filtrage**, analogique (ici) ou numérique.

### ♦ V.1 Spectre d'un signal, décomposition de Fourier

Un signal périodique de période  ${\cal T}$  peut se décomposer en une superposition de signaux sinusoïdaux de fréquences multiples.

On a 
$$u(t)=E_0+\sum_{n=1}^{+\infty}E_n\cos(2\pi nft+\varphi_n)$$
 (décomposition de Fourier)

24

On a  $E_0$  la valeur moyenne du signal et les  $E_k\cos(2\pi kft+\varphi_k)$  sont appelés les harmoniques. La première harmonique,  $E_1\cos(2\pi ft+\varphi_1)$  est appelée le fondamental.

Donner le spectre en amplitude c'est fournir les valeurs des  $E_n$ 

### V.2 Réponse fréquentielle d'un quadripole

Un **quadripôle** est un circuit électrique comportant 2 bornes d'entrée et 2 bornes de sortie. On impose dans ce cours des dipôles linéaires, d'être en sortie ouverte donc l'intensité sortante est nulle.

On a la **réponse fréquentielle**,  $e(t) = E\cos(\omega t)$  et on étudie s(t) en régime établi.

Dans un quadripole linéraire, e et s sont liés par une équation différentielle, et e étant sinusoïdale, les impédances sont autorisées dans ce cadre.

#### Filtre:

Un **filtre** est caractérisé par la **fonction de transfert** complexe  $\underline{H} = \frac{s}{e}$ 

On a  $\underline{H} = \frac{\underline{Se^{jur}}}{\underline{Ee^{jur}}} = \frac{\underline{S}}{\underline{E}}$ , et  $\underline{H}$  est adimensionné.

On a  $\underline{H}=\frac{P(j\omega)}{Q(j\omega)}$ , avec  $P,Q\in\mathbb{C}[X]$ , et le filtre est de l'**ordre** du degré de Q.

### Gain:

Le **gain** du filtre est défini par  $|\underline{H}|=\left|\frac{\underline{S}}{\underline{E}}\right|=\frac{\underline{S}}{E}$ , et la connaissance du gain renseigne sur le rapport des amplitudes de l'entrée et de la sortie.

### Déphasage:

On a  $arg(\underline{H}) = \varphi_s - \varphi_e$ 

#### Preuve:

On a 
$$\arg(\underline{H}) = \arg\left(\frac{\underline{S}}{\underline{E}}\right) = \arg\left(\frac{Se^{j\varphi_s}}{Ee^{j\varphi_e}}\right) = \arg\left(e^{j(\varphi_s - \varphi_e)}\right) = \varphi_s - \varphi_e$$

Donc l'argument de  $\underline{H}$  nous renseigne sur le déphasage entre la sortie et l'entrée.

### **♦** V.3 Filtre d'ordre 1

#### Filtre ordre 1:

Dans un **filtre du premier ordre**, on a  $\underline{H}=rac{a_0+a_ij\omega}{b_0+b_ij\omega}$ 

Pour trouver  $\underline{H}$  on peut faire une équation différentielle ou les impédances  $\mathbb{C}$ .

On peut ensuite mettre  $\underline{H}$  sous forme canonique, ainsi  $\underline{H}=\frac{\dots}{1+j\frac{\omega}{\omega_0}}$  avec  $\omega_0$  la **pulsation** caractéristique du filtre.

Pour étudier un filtre :

• On regarde d'abord son comportement BF/HF avec les dipôles équivalents pour les bobines et condensateurs. Si on a  $u=\left\{egin{array}{l} 0 & \text{en BF} \\ e & \text{en HF} \end{array}\right.$  on a un **passe-haut** sinon si  $u=\left\{egin{array}{l} e & \text{en BF} \\ 0 & \text{en HF} \end{array}\right.$  on a un **passe-bas**.

A

### Attention:

On est en HF si  $\omega\gg\omega_0\Longleftrightarrow 2\pi f\gg 2\pi f_0\Longleftrightarrow f\gg f_0$ 

• On regarde ensuite le gain  $|\underline{H}|$  en BF et HF en négligeant  $\frac{\omega}{\omega_0}$  ou  $\frac{\omega_0}{\omega}$  selon le cas.

#### Gain en décibel :

On a le **gain en décibel**  $G_{\rm dB}=20\log_{10}(\underline{H})$ , l'échelle log étant plus adaptée car à chaque facteur  $\times$  10 on a  $\pm 20k$ 

On a la **pulsation de coupure** à  $-3\,\mathrm{dB}$  telle que  $G_{\,\mathrm{dB}}=-3\,\mathrm{dB}$ 

La bande passante du filtre à  $-3~\mathrm{dB}$  sont les  $\omega$  tels que  $G_{\,\mathrm{dB}}(\omega) \geq G_{\,\mathrm{dB\,max}} - 3~\mathrm{dB}$ 

On peut retrouver ces valeurs avec  $|\underline{H}|$ , en effet  $|\underline{H}|(\omega_c)=\frac{|\underline{H}|_{\max}}{\sqrt{2}}$ 

On a la largeur de la bande passante,  $\Delta\omega=\max(\omega)-\min(\omega)$  avec  $\omega$  dans la bande passante.

Dans un filtre du premier ordre,  $\omega_c=\omega_0$  et  $\Delta\omega=\omega_0$ 



### ♦ V.4 Filtre d'ordre 2

A faire

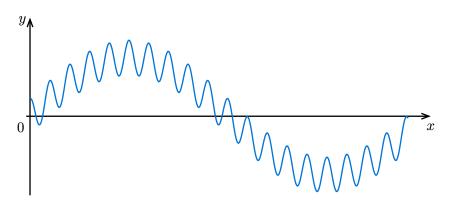
# **4** Ondes

### I Introduction aux ondes

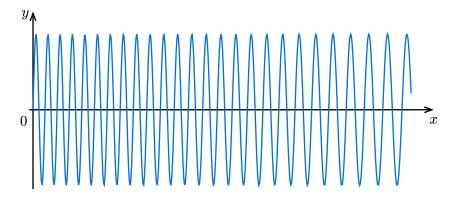
### I.1 Définition et exemples

Une **onde progressive** est une perturbation du champ qui se propage de proche en proche sans transport global de matière mais avec transport global d'énergie.

Une one est dit transverse si si la perturbation est orthogonale au sens de propagation



Une onde est dite **longitudinale** si cette perturbation est dans le même sens que la direction de propagation



### Onde mécanique:

Une onde mécanique est une onde qui a besoin d'un milieu matériel pour se propager

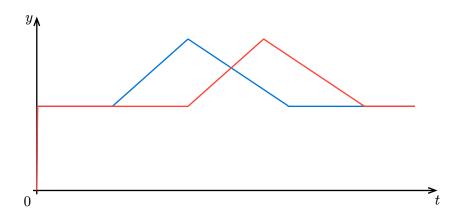
On se limitera à la description de la propagation des ondes dans un milieu illimité, non dispersif et transparent :

- Illimité : On néglige les effets de bord
- Non dispersif : La vitesse ne dépend pas de la longueur d'onde
- Transparent : Pas de perte d'énergie de l'onde vers le milieu

### I.2 Célérité, couplage temps/espace

Dans les conditions d'études, une onde unidimensionnelle se propage en se translatant

On a une onde qui se déplace de la manière suivante, en bleu en  $t_0$  et en rouge en  $t_1 > t_0$ 



### Forme de l'onde planaire :

Dans le cas d'une onde planaire on a :

$$s(x,t) = F(x \pm vt)$$

avec v la **célérité de l'onde** et F dépendant de la forme de l'onde.

Si l'onde se déplace vers les x croissants on a x-vt et si x se déplace vers les x décroissants on a x+vt

Dans le cas **sphérique isotrope** (onde émise dans toutes les directions), on a  $s(d,t)=A(d)\times F(d-vt)$ 

### I.3 Ondes planes progressives harmoniques

Une onde **plane** est une onde 3D mais ne nécessitant qu'une seule dimension pour être décrite un plan P(x,t).

Une onde est dite **harmonique** lorsque  $P(x,t) = P_0 \cos(k(x \pm vt))$ 

Le k est appelé **vecteur d'onde** et est de dimension  $\mathrm{L}^{-1}$  et  $k=\frac{2\pi}{\lambda}$ 

#### Relations avec k:

On a 
$$T=rac{\lambda}{v}$$
 ,  $f=rac{v}{\lambda}$  et  $\omega=kv$ 

Une onde harmonique possède une double périodicité : spatiale de longueur d'onde  $\lambda$  et temporelle de périodicité de période T.

### Vitesse de phase :

On a  $v = \frac{\omega}{k}$ , dans notre cas c'est la célérité.

La **surface d'onde** est le lieu des points qui sont dans le même état vibratoire (dans une onde harmonique c'est le lieu des points qui ont la même phase).

### **4** I.4 Puissance d'une onde

On définit la puissance surfacique moyenne d'une onde,  $P_{
m surf}=k\langle s^2 
angle$ 

On définit aussi la **quantité moyenne d'énergie par unité de temps** qui traverse cette surface,  $P=\iint_{\mathrm{surface}}P_{\mathrm{surf}}\,\mathrm{d}s$ 

Pour une onde plane se déplaçant vers les x croissants, on a  $P_{
m surf} = k {S_0^2 \over 2}$ 

Preuve:

Soit 
$$s(x,t)=\cos(\omega t-xt+\varphi)$$
, ainsi  $P_{\mathrm{surf}}=k\langle S_0^2\cos^2(...)\rangle=k\frac{S_0^2}{2}$ 

Dans un volume d'espace,  $P_{
m entrante} = P_{
m sortante}$ 

Preuve:

$$P_{
m entrante}=krac{S_e^2}{2}$$
 et  $P_{
m sortante}=krac{S_s^2}{2}$  or  $S_e=S_s$  dans ce cours d'où  $P_{
m entrante}=P_{
m sortante}$ 

De même, dans un milieu sphérique isotrope, on a  $P_{
m entrante} = P_{
m sortante} = P_{
m sortante}$ 

Preuve:

$$P_{
m entrante}=P_{
m source}$$
 et  $P_{
m sortante}=P_{
m surf} imes 4\pi R^2$  et puisqu'il n'y a pas d'absorption et de stockage,  $P_{
m entrante}=P_{
m source}=P_{
m source}$ 

De plus, on a  $S=\frac{C}{R}$  avec R le rayon du cercle considéré

### I.5 Spectre d'une onde périodique

On considère  $s(0,t)=S_0+\sum_{m=1}^{+\infty}S_m\cos(m\omega t+\varphi_m)$  comme dans le cours d'optique

### Principe de superposition :

Dans un milieu linéaire, l'onde totale qui résulte de plusieurs ondes est la somme des ondes

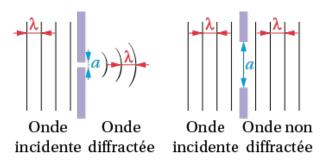
De plus on a la **relation de dispersion** entre  $k_\omega$  et  $m_\omega$ ,  $m_\omega = k_m c$ 

### Il Diffraction/Interférences

La **diffraction** et les **interférences** sont deux principes intrinsèques aux ondes qui ne dépendent pas de leur nature.

### **∜** II.1 Diffraction

La diffraction se fait selon le schéma suivant :



#### Critère de diffraction :

On a le **critère de diffraction**  $\frac{\lambda}{a}$  (addimensionné) :

- Si  $a < \frac{\lambda}{2}$  il ne se passe rien
- Si  $\lambda \approx a_i$  on a une onde circulaire avec la même pulsation et la même longueur d'onde
- Si  $a>\mathrm{qq}\ \lambda$  on a une onde restreinte angulairement
- Si  $a \gg \lambda$  l'onde n'est pas diffractée

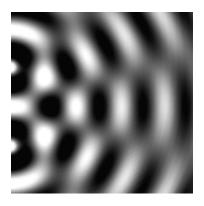
Si  $\lambda \leq a$ , l'onde est contrainte dans un secteur angulaire d'un demi angle au sommet  $\theta$  tel que  $\sin(\theta) \approx \frac{\lambda}{a}$ 

### 

Les interférences résultent d'une superposition de plusieurs ondes selon le principe de superposition.

Les interférences se font selon le schéma suivant :

Les zones noires sont appelées **inteférences destructives** et les zones blanches sont appelées **interférences constructives**.



L'intensité d'une onde est la puissance surfacique.

On a la représentation complexe d'une onde,  $s=S\cos(\omega t+\varphi(M))$  d'où  $\underline{s}=S\exp^{j(\omega t+\varphi(M))}$ 

#### Formule de Fresnel:

On a la **formule des interférences** ou **de Fresnel** en considérant 2 ondes harmoniques de même pulsation :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}\cos(\varphi_1(M) - \varphi_2(M))$$

#### Preuve:

$$\begin{array}{l} \text{On a } \underline{s} = \underline{s_1} + \underline{s_2} \text{ d'où } S^2 = |\underline{u}|^2 = \left(\underline{s_1} + \underline{s_2}\right) \left(\underline{s_1}^* + \underline{s_2}^*\right) = \underline{s_1 s_1}^* + \underline{s_2 s_2}^* + \underline{s_1 s_2}^* + \underline{s_1}^* \underline{s_2}^* \\ \text{Et } S_1 e^{j(\omega t - \varphi_1)} S_2 e^{-j(\omega t - \varphi_2)} + S_1 e^{-j(\omega t - \varphi_1)} S_2 e^{j(\omega t - \varphi_2)} = S_1 S_2 \left[e^{j(\varphi_1 - \varphi_2)} + e^{-j(\varphi_1 - \varphi_2)}\right] = 2S_1 S_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \end{array}$$

D'où 
$$S^2 = S_1^2 + S_2^2 + 2S_1S_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Soit 
$$\frac{k}{2}S^2=\frac{k}{2}S_1^2+\frac{k}{2}S_2^2+2\Big(\sqrt{\frac{k}{2}}S_1\Big)\Big(\sqrt{\frac{k}{2}}S_2\Big)\cos(\varphi_1-\varphi_2)$$

Donc on a bien  $I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}\cos(\varphi_1-\varphi_2)$ 

On remarque donc bien que si  $I_1=I_2=I_0$  , on a  $I=2I_0(1+\cos(\Delta\varphi))$ 

Si les deux ondes sont en phase, on a  $\cos(\Delta\varphi)=1$  d'où  $I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}$  ou encore  $I=I_1+I_2+I_2+I_3$  $4I_0$  sous les hypothèses précédentes. On dit dans ce cas qu'on a des **inteférences** constructives.

Si les deux ondes sont opposition en phase, on a  $\cos(\Delta\varphi)=-1$  d'où  $I=I_1+I_2-2\sqrt{I_1I_2}$  ou encore I=0 sous les hypothèses précédentes. On dit dans ce cas qu'on a des **inteférences** destructives.

A faire (Voir pour expliciter les expressions des trous d'Young)

### **邶 III La lumière onde**

### III.1 Généralités

Dans le point de vue ondulatoire, la lumière est une onde se déplaçant à  $299\,792\,458\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ 

La plupart des diélectriques suivent la **loi de Cauchy**,  $n(\lambda)=A+\frac{B}{\lambda^2}$ , A>0 dépendant du matériau et B dépendant du diélectrique

On parle de **diélectrique dispersent** une dispersion de la lumière avec  $\lambda$  dans le prisme arcen-ciel.

Souvent on fera l'hypothèse que cette dispersion est négligeable.

### III.2 Modèle scalaire

La lumière est une onde scalaire  $(\vec{E}, \vec{B})$  (3D) mais on se place en 1D en disant que la lumière est de forme s(x, y, z, t)

Dans le cas d'un milieu homogène et d'une onde plane harmonique avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde dans le vide on a  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$  et  $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0}n$ 

Le milieu est linéaire, d'ou on a  $\omega_{\mathrm{vide}}=\omega_{\mathrm{di\'electrique}}=\omega$  avec  $\omega=ck_0=c\frac{2\pi}{\lambda_0}$  dans le vide et  $\omega=\frac{c}{n}k=\frac{c}{n}\frac{2\pi}{\lambda}$ 

Ainsi  $\frac{c}{n}\frac{2\pi}{\lambda}=c\frac{2\pi}{\lambda_0}$  d'où  $n\lambda=\lambda_0$  soit  $\lambda=\frac{\lambda_0}{n}$ 

Dans un milieu homogène, le **chemin optique** est  $L_{\mathrm{AB}} = nx$ 

### Expression générale du chemin optique :

Dans un milieu inhomogène, le chemin optique est  $L_{
m AB} = \int_{_A}^{B} n \, {
m d}l$ 

### Retard de phase:

On a le **retard de phase** entre A et B noté  $\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} L_{AB}$ 

On a 
$$\Delta \varphi = \frac{\Delta t}{T} \times 2\pi = \frac{1}{cT} \times L_{\rm AB} = \frac{2\pi}{\lambda_0} L_{\rm AB} \ {\rm car} \ cT = \lambda_0$$

### **∜** III.3 Diffraction

A faire

### III.4 Interférences



## 🔧 I Cinématique du point

### 🐪 I.1 Généralités

Un **solide indéformable** est un système matériel  $\Sigma$  tel que  $\forall M_1, M_2 \in \Sigma$ ,  $||\overline{M_1}\overline{M_2}||$  est constant dans le temps.

Un point matériel est un solide indéformable donc on néglige la taille et les mouvements de rotation sur lui même.

Pour un point il faut 3 infos sur sa position, et pour un solide il faut 3 infos en plus : celles sur sa rotation.

Pour décrire l'état mécanique d'un système il faut connaître 3 vitesses pour un point, et pour un solide il faut en plus connaître 3 vitesse angulaires.

La cinématique est l'étude des mouvements sans se préoccuper des causes.

### 🐪 I.2 Observateur, repère, référentiel

On a besoin de 3 informations spatiales et 1 information temporelle pour décrire un mouvement.

Un repère est composé d'une origine, de 3 axes et d'une unité de longueur (souvent le mètre).

Le **mètre** est défini par la distance parcourue par la lumière dans le vide en  $\frac{1}{200702458}$  s

L'observateur est lui muni d'une unité de temps, souvent la seconde.

La **seconde** est définie par la durée de 919263177 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133.

#### Référentiel:

Un **référentiel** est un repère d'espace et de temps

On se place dans le contexte de la relativité galiléenne, le temps est absolu et l'espace est absolu (pas vrai en général).

### 🖔 I.3 Position, vitesse, accélération

#### Position:

Soit O l'origine et M un point matériel, ainsi **vecteur position** est  $\overline{OM}$ 

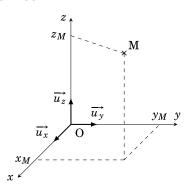
#### Vitesse:

La **vitesse** est la dérivée de la position par rapport au temps,  $ec{v}=rac{\mathrm{d} \overrightarrow{OM}}{\mathrm{d} t}$ 

### Accélération:

L'**accélération** est la dérivée de la vitesse par rapport au temps,  $\vec{a}=rac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}=rac{\mathrm{d}^2\overline{OM}}{\mathrm{d}t^2}$ 

## 🗞 I.3.a Coordonnées cartésiennes

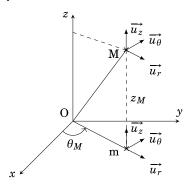


### Coordonnées cartésiennes :

On a:

$$\begin{split} \overrightarrow{OM} &= x \vec{e_x} + y \vec{e_y} + z \vec{e_z} \\ \mathrm{d} \overrightarrow{OM} &= \mathrm{d} x \, \vec{e_x} + \mathrm{d} y \, \vec{e_y} + \mathrm{d} z \, \vec{e_z} \\ \vec{v} &= \dot{x} \vec{e_x} + \dot{y} \vec{e_y} + \dot{z} \vec{e_z} \\ \vec{a} &= \ddot{x} \vec{e_x} + \ddot{y} \vec{e_y} + \ddot{z} \vec{e_z} \end{split}$$

### 🔧 I.3.b Coordonnées cylindriques



### Coordonnées cylindriques :

On a:

$$\begin{split} \overrightarrow{OM} &= \overrightarrow{Om} + \overrightarrow{mM} = r\vec{e_r} + z\vec{e_z} \\ \mathrm{d} \overrightarrow{OM} &= \mathrm{d} r\,\vec{e_r} + r\,\mathrm{d} \theta\,\vec{e_\theta} + \mathrm{d} z\,\vec{e_z} \\ \vec{v} &= \dot{r}\vec{e_r} + r\dot{\theta}\vec{e_\theta} + \dot{z}\vec{e_z} \\ \vec{a} &= \left(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2\right)\vec{e_r} + \left(2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta}\right)\vec{e_\theta} + \ddot{z}\vec{e_z} \end{split}$$

On a 
$$\vec{e_r} = \cos(\theta)\vec{e_x} + \sin(\theta)\vec{e_y}$$
 d'où  $\frac{\mathrm{d}\vec{e_r}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}\cos(\theta(t))\vec{e_x}}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}\sin(\theta(t))\vec{e_y}}{\mathrm{d}t} = -\sin(\theta(t))\dot{\theta}\vec{e_x} + \cos(\theta(t))\dot{\theta}\vec{e_y} = \dot{\theta}\vec{e_\theta}$ 

D'où 
$$\frac{\mathrm{d} \overrightarrow{e_r}}{\mathrm{d} t} = \dot{ heta} \overrightarrow{e_{ heta}}$$
 et  $\frac{\mathrm{d} \overrightarrow{e_{ heta}}}{\mathrm{d} t} = -\dot{ heta} \overrightarrow{e_r}$ 

Ainsi on a 
$$\vec{v}=\frac{\mathrm{d} \overrightarrow{OM}}{\mathrm{d}t}=\dot{r}\vec{e_r}+r\dot{\theta}\vec{e_\theta}+\dot{z}\vec{e_z}$$

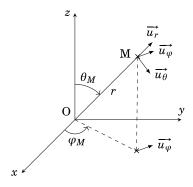
De plus on a 
$$\vec{a}=rac{\mathrm{d}\left(\dot{r}\overrightarrow{e_r}+r\dot{ heta}\overrightarrow{e_{ heta}}\right)+\dot{z}\overrightarrow{e_z}}{\mathrm{d}t}$$

Avec 
$$\frac{\mathrm{d}\dot{r}\overrightarrow{e_r}}{\mathrm{d}t} = \ddot{r}\overrightarrow{e_r} + \dot{r}\dot{\theta}\overrightarrow{e_{\theta}}$$
 et  $\frac{\mathrm{d}r\dot{\theta}\overrightarrow{e_{\theta}}}{\mathrm{d}t} = \dot{r}\dot{\theta}\overrightarrow{e_{\theta}} + r\ddot{\theta}\overrightarrow{e_{\theta}} - r\dot{\theta}^2\overrightarrow{e_r}$ 

D'où 
$$\vec{a}=\left(\ddot{r}-r\dot{\theta}^2\right)\vec{e_r}+\left(2\dot{r}\dot{\theta}+r\ddot{\theta}\right)\vec{e_\theta}+\ddot{z}\vec{e_z}$$

La composante  $r \vec{e_r}$  est la composante radiale et  $z \vec{e_z}$  est la composante axiale.

### % I.3.c Coordonnées sphériques



On appelle  $\varphi$  la longitude et  $\theta$  la colatitude

### Coordonnées sphériques :

On a:

$$\overrightarrow{OM} = r\vec{e_r} + \theta\vec{e_\theta} + \varphi\vec{e_\varphi}$$

$$\mathrm{d}\overrightarrow{OM} = \mathrm{d}r\,\vec{e_r} + r\,\mathrm{d}\theta\,\vec{e_\theta} + r\sin(\theta)d(\varphi)\vec{e_\varphi}$$

$$\vec{v} = \dot{r}\vec{e_r} + r\dot{\theta}\vec{e_\theta} + r\sin(\theta)\dot{\varphi}\vec{e_\varphi}$$

La formule de l'accélération n'est pas à connaître

### 🔧 I.3.d Base de Frenet

On a la base de Frenet pour les abscisses curvilignes.

On considère le cercle osculateur, c'est à dire le cercle qui approxime le mieux la courbe en un point.

#### Base de Frenet:

Avec  $\vec{\tau}$  le vecteur unitaire tangent et  $\vec{n}$  le vecteur unitaire normal au cercle osculateur, on a :

$$\vec{a} = \frac{v^2}{r}\vec{n} + \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}\vec{\tau}$$

### % I.4 Description de quelques mouvements

### % I.4.a Mouvement uniforme 1D

On est à vitesse constante, ainsi  $\vec{v}=rac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\vec{e_x}$  d'où en intégrant on a  $x=\|\vec{v}\|t+x_0$ 

### % I.4.b Mouvement circulaire uniforme

Dans un mouvement circulaire uniforme on a r fixé, donc avec  $\vec{v}=\dot{r}\vec{e_r}+r\dot{\theta}\vec{e_\theta}$  d'où  $\|\vec{v}\|=r\dot{\theta}$  donc  $\theta(t)=\omega t+\theta_0$ 

### % I.4.c Mouvement uniformément accéléré

A faire (Voir si vraiment nécessaire)

## 🐪 II Dynamique du point

En dynamique on s'intéresse aux causes des mouvements contrairement à la cinématique.

### % II.1 Masse, centre de masse, quantité de mouvement

L'inertie est la résistance d'un corps à une variation de son état de mouvement.

La **masse** en physique est une mesure de l'inertie d'un corps, elle s'exprime en kilogramme (kg), est extensive et additive.

#### Quantité de mouvement :

La **quantité de mouvement** est le produit de la masse par la vitesse,  $\vec{P}=m\vec{v}$ 

La vitesse d'un système de points est la vitesse du centre de masse.

Une **force** décrit une intéraction pour modifier l'état de mouvement (c'est à dire la quantité de mouvement) d'un point matériel. On note  $\vec{F}_{a \to b}$  l'action de a sur b. Une force est une grandeur vectorielle, s'exprime en Newton ( N), est extensive et additive.

### 🖔 II.2 Les lois de Newton

### 🐪 II.2.a 1ère loi de Newton

Un **système** isolé est un système qui n'échange pas de quantité de mouvement avec l'extérieur.

Un **système pseudo-isolé** est un système qui échange de la quantité de mouvement avec l'extérieur mais dont la somme des forces extérieures est nulle (la résultante des forces extérieures est nulle).

### Principe d'intertie:

Il existe une classe de référentiels dits d'inertie ou galiléens dans lesquels un système isolé ou pseudo-isolé est à l'équilibre ou en mouvement rectiligne uniforme.

2 référentiels galiléens sont en translation rectiligne uniforme l'un par rapport à l'autre.

On a les référentiels de référence suivants :

- **Héliocentrique** : Le point fixe est le centre de masse du soleil, et les 3 axes pointent vers des étoiles fixes. Il est supposé galiléen.
- **De Copernic** : Le point fixe est le centre de masse du système solaire, et les 3 axes pointent vers des étoiles fixes. Il est supposé galiléen.
- **Géocentrique**: Le point fixe est le centre de la Terre, et les 3 axes pointent vers des étoiles fixes. Il est supposé galiléen sur des  $t\ll 1$  an.
- **Terrestre**: Le point fixe est accroché à la surface terrestre et les trois axes sont fixes à la surface terrestre. Il est supposé galiléen sur des  $t \ll 1$  j.

### % II.2.b 2ème loi de Newton

### Principe fondamental de la dynamique (PFD) :

Dans un référentiel galiléen, un point matériel vérifie  $\frac{\mathrm{d}\vec{P}}{\mathrm{d}t} = \sum \vec{F}$ , ainsi la résultante des forces est égale à la dérivée de la quantité de mouvement.

A m constante, on a  $m ec{a} = \sum ec{F}$  et dans un système isolé ou pseudo-isolé,  $m ec{a} = 0$ 

#### % II.2.c 3ème loi de Newton

### Principe des actions réciproques :

On a  $\vec{F}_{A 
ightarrow B} = - \vec{F}_{B 
ightarrow A}$ 

### II.3 Méthode de résolution des exercices

Pour résoudre un exercice on suit les étapes suivantes :

- 1. On fait un grand schéma avec le répère et la/les base(s)
- 2. On définit le système étudié, le référentiel d'étude et on précise le caractère galiléen.
- 3. On fait un **bilan des actions mécaniques externes** (BAME) et on le fait apparaître sur le schéma
- 4. On fait l'exercice

### 🔧 II.4 Forces à connaître

#### National Nat

On considère un corps de masse m plongé dans un champ gravitationnel  $\vec{g}$ 

#### Poids:

On a  $\vec{P} = m\vec{g}$  le **poids** s'appliquant sur le corps

### Nachimède Nachimède

On considère un corps plongé dans un fluide de masse volumique  $\rho_f$  et un champ de pesanteur  $\vec{q}$ 

#### Poussée d'Archimède:

On a  $\vec{\Pi}=-\rho_f V \vec{g}$  avec V le volume déplacé valide si et seulement si le fluide est à l'équilibre en l'absence du corps

Il ne faut pas hésiter à la négliger si  $ho_{
m corps} \gg 
ho_f$ 

### 🐪 II.4.c Réaction d'un support

La réaction du support est une force au contact, avec  $\overrightarrow{R_n}$  la composante normale (toujours vers l'extérieur) et  $\overrightarrow{R_t}$  la composante tangentielle (Spé), nulle en l'absence de frottements solides.

On n'a pas de formule pour  $\overrightarrow{R_n}$ 

### % II.4.d Tension d'un fil inextensible

On a  $\vec{T}$  dirigé vers le fil, avec le point d'application au contact système/fil, si le fil n'est pas tendu on a  $\vec{T}=0$ 

On n'a pas de formule pour  $\vec{T}$ 

On peut retrouver l'équation différentielle d'un pendule avec cette force

### % II.4.e Force de rappel élastique (loi de Hooke)

Un ressort applique une force qui s'oppose à la déformation

### Force de rappel élastique :

On a  $\vec{F}=k(l-l_0)\vec{u}$  avec k la **constante de raideur** du ressort et  $l_0$  sa **longueur à vide**, et  $\vec{u}$  est un vecteur unitaire à déterminer avec précision (pour garantir l'opposition à la déformation).

La constante de raideur s'exprime en  ${\rm N}\,{\rm m}^{-1}$ , plus k est grand plus il est compliqué déformer le ressort.

### % II.4.f Force de frottement

On a 2 types de frottements

#### Frottements fluides linéaires :

On a  $\overrightarrow{F_f} = -\alpha \overrightarrow{v}$  qui s'opposent à la vitesse

Il existe aussi les frottements quadratiques (HP)

### 🐪 II.5 Intéractions à connaître

### 🐪 II.5.a Intéraction gravitationnelle

On considère 2 points massifs

### Force d'intéraction gravitationnelle :

On a  $ec F=\mathcal{G} rac{m_1m_2}{d^2}ec u$  avec  $\mathcal{G}=6.7\cdot 10^{-11}~\mathrm{m^3~kg^{-1}~s^{-2}}$  la constante de pesanteur

### % II.5.b Intéraction coulombienne

On considère 2 particules chargées

#### Force d'intéraction coulombienne :

On a  $\vec{F}=rac{1}{4\piarepsilon_0}rac{q_1q_2}{d^2}\vec{u}$  avec  $arepsilon_0=8.9\cdot 10^{-11}~{
m F}~{
m m}^{-1}$  la permitivité diélectrique du vide

# % III Énergétique du point

# % III.1 Travail et puissance d'une force

### Travail élémentaire :

Soit M un point matériel se déplaçant de  $\mathrm{d}OM$  en  $\mathrm{d}t$ , on a  $\delta W = \vec{F}\cdot \mathrm{d}\overrightarrow{OM}$ 

Si  $\delta W>0$ , on dit que  $\vec{F}$  est **motrice**, si  $\delta W<0$ , on dit que  $\vec{F}$  est **résistante** et si  $\delta W=0$ ,  $\vec{F}$  ne **travaille pas**.

Si A est un état initial et B un état final on a  $W_{A o B} = \int_{\mathrm{chemin}} \delta W$ 

On note que si  $\vec{F}$  est constante on a  $W = \vec{F} \cdot \overrightarrow{AB}$ 

On a pour le poids  ${\cal W}_p = -mgh$ 

#### Preuve :

On a 
$$\delta W = \vec{F} \cdot \mathrm{d} \overrightarrow{OM} = (-mg\vec{e_z}) \cdot \left(\mathrm{d}x\,\vec{e_x} + \mathrm{d}y\,\vec{e_y}\,\mathrm{d}z\,\vec{e_z}\right) = -mg\vec{e_z}$$
 D'où  $W = \int_a^b \delta W = -mg(z_b-z_a)$ 

#### Puissance d'une force :

On a la puissance d'une force,  $P = \vec{F} \cdot \vec{v}$  d'où  $\delta W = P \, \mathrm{d} t$ 

#### Preuve:

On a 
$$\delta W = \vec{F} \cdot d\overrightarrow{OM} = \vec{F} \cdot \frac{d\overrightarrow{OM}}{dt} dt = P dt$$

# % III.2 Théorème de l'énergie cinétique

### Énergie cinétique :

On a l'énergie cinétique,  $\mathcal{E}_c=\frac{1}{2}mv^2$ 

### Théorème énergie cinétique :

Dans un référentiel galiléen on a :

$$\Delta \mathcal{E}_c = \sum W_{\vec{F}_{\rm ext}}$$

#### Preuve:

Par PFD on a  $m rac{\mathrm{d} ec{v}}{\mathrm{d} t} = \sum ec{F}_{\mathrm{ext}}$  d'où  $m rac{\mathrm{d} ec{v}}{\mathrm{d} t} \cdot ec{v} = \sum ec{F}_{\mathrm{ext}} \cdot ec{v}$ , ainsi on a  $rac{\mathrm{d} (rac{1}{2} m v^2)}{\mathrm{d} t} = \sum P_{\mathrm{ext}}$  donc on a  $\mathrm{d} (rac{1}{2} m v^2) = \sum P_{\mathrm{ext}}$  d donc en intégrant  $\Delta \mathcal{E}_{\sigma} = \sum W_{ec{F}_{\mathrm{ext}}}$ 

# % III.3 Force conservative, énergie potentielle

Une force est dit conservative si son travail ne dépend pas du chemin parcouru

On a  $\mathcal{E}_p$  l'énergie potentielle, et est définie à une constante près.

### Énergies potentielles à connaître :

Une force conservative admet une énergie potentielle :

- Pour le poids,  $\mathcal{E}_{pp}=mgh$  (appelée énergie potentielle de pesanteur)
- Pour le rappel élastique,  $\mathcal{E}_p = \frac{k}{2} (l l_0)^2$
- Pour la gravitation,  $\mathcal{E}_p = \mathcal{G} \frac{m_1 m_2}{d}$
- Pour la force coulombienne,  $\mathcal{E}_p = \frac{q_1 q_2}{4\pi \varepsilon_0 d}$

#### Preuve:

On a 
$$\delta W = \vec{F} \cdot \mathrm{d} \overrightarrow{OM} = (k(l-l_0) \vec{u}) \cdot \mathrm{d} \overrightarrow{OM}$$

D'où 
$$\vec{u} \cdot \left( \mathrm{d} \overrightarrow{OM}_r + \mathrm{d} \overrightarrow{OM}_t \right) = \vec{u} \cdot \vec{u} \, \mathrm{d} l = \mathrm{d} l$$

Donc on a 
$$\delta W=-k(l-l_0)\,\mathrm{d} l=-\,\mathrm{d}\left(\frac{k}{2}(l-l_0)^2\right)\,\mathrm{d}'$$
où  $\mathcal{E}_p=\frac{k}{2}(l-l_0)^2$ 

Les forces de frottement ne sont pas conservatives.

Relation  $\mathrm{d}\mathcal{E}_p \mathbf{/} \delta W$  :

On a 
$$\delta W = -\operatorname{d}\!\mathcal{E}_p$$

Un système est dit conservatif si toutes les forces sont conservatives

Relation  $\mathcal{E}_{p}/\vec{F}$  :

On a 
$$ec{F}=rac{\mathrm{d}\mathcal{E}_p}{\mathrm{d}x}ec{e_x}$$

# 🦴 III.4 Théorème de l'énergie mécanique

Énergie mécanique :

On a l'énergie mécanique, 
$$\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_p$$

### Théorème énergie mécanique :

Dans un référentiel galiléen on a :

$$\Delta \mathcal{E}_m = \sum W_{ec{F}_{
m ext\ non\ conservatives}}$$

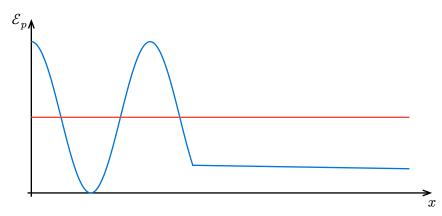
avec  $\vec{F}$  les forces non conservatives

#### Preuve

On a 
$$\Delta\mathcal{E}_c = \sum W_{\vec{F}_{\rm ext}} = \sum W_{\vec{F}_{\rm ext\ non\ conservatives}} + \sum W_{\vec{F}_{\rm ext\ conservatives}}$$
 Or  $W_{\vec{F}_{\rm ext\ conservative}} = \int \delta W = \int -{\rm d}\mathcal{E}_p = -\Delta\mathcal{E}_p$  D'où  $\Delta\mathcal{E}_c = \sum W_{\vec{F}_{\rm ext\ non\ conservatives}} - \Delta\mathcal{E}_p$  donc on a bien  $\Delta\mathcal{E}_m = \sum W_{\vec{F}_{\rm ext\ non\ conservatives}}$ 

# % III.5 Graphe d'énergie potentielle

On se place dans des systèmes qui évoluent en 1D, on peut tracer la courbe suivante :



Un **point de rebroussement** est un point tel que  $\mathcal{E}_p(x)=\mathcal{E}_m$ , ainsi  $\mathcal{E}_c=0$  d'où v=0, et elle change de signe

Les zones au dessus de la ligne rouge ( $\mathcal{E}_m$ ) sont dites **innaccessibles** car  $\mathcal{E}_p > \mathcal{E}_m$  d'où  $\mathcal{E}_c < 0$  ce qui est impossible.

On a un **puit de potentiel** si on est coincé entre 2 points de rebroussement, ainsi on est dans un **état lié** et x ne tend pas vers  $\infty$ 

Si on a un seul point de rebroussement, on est en **état libre** et x tend vers  $\infty$ 

On dit que  $x_e$  est une **position d'équilibre** si  $\frac{\mathrm{d}\mathcal{E}_p}{\mathrm{d}x}(x_e)=0$  et elle est **stable** si après une petite perturbation une force tend à la ramener à sa position d'équlibre (ou que la courbe est concave)

41

On a un **potentiel attractif** si  $\frac{\mathrm{d}^2\mathcal{E}_p}{\mathrm{d}x^2}>0$  et **répulsif** si  $\frac{\mathrm{d}^2\mathcal{E}_p}{\mathrm{d}x^2}<0$ 



# % IV.1 Approche vectorielle

### Moment cinétique :

Soit un point matériel de masse m avec une vitesse  $\vec{v}$  en M, on a le **moment cinétique** :

$$\overrightarrow{L_A} = \overrightarrow{AM} \wedge m \overrightarrow{v}$$

Dans le cas d'un mouvement circulaire, on a  $\overrightarrow{L_A} = m r^2 \dot{\theta} \vec{e_z}$ 

#### Preuve:

On a 
$$\overrightarrow{AM} = r \vec{e_r}$$
 et  $\vec{v} = \dot{r} \vec{e_r} + r \dot{\theta} \vec{e_\theta}$ 

Ainsi on a 
$$\overrightarrow{L_A}=r\vec{e_r}\wedge mr\dot{\theta}\vec{e_{\theta}}=mr^2\dot{\theta}\vec{e_z}$$

Le moment cinétique est extensif et additif, de plus  $\left[\overrightarrow{L_A}\right]=\mathrm{m}^2\,\mathrm{kg}\,\mathrm{s}^{-1}$ 

On a ainsi  $\overrightarrow{L_A} \perp \overrightarrow{AM}$  et  $\overrightarrow{L_A} \perp \overrightarrow{v}$  d'où  $\overrightarrow{L_A} = 0$  si  $\overrightarrow{AM}$  et  $\overrightarrow{v}$  sont colinéaires.

#### Moment d'une force :

Le **moment d'une force**  $\vec{F}$  en C sur A est :

$$\overrightarrow{M_A} = \overrightarrow{AC} \wedge \overrightarrow{F}$$

Le moment d'une force modélise la capacité de  $\vec{F}$  à mettre en relation autour de A, et on a  $[A]={\rm N\,m}$ 

### Théorème du moment cinétique :

Dans un référentiel galiléen avec A fixe dans le référentiel d'étude, on a  $\frac{\mathrm{d} \overline{L_A}}{\mathrm{d} t} = \sum \overrightarrow{M_A} (\vec{F}_{\mathrm{ext}})$ 

#### Preuve:

$$\operatorname{On a} \frac{\mathrm{d} \overrightarrow{L_A}}{\mathrm{d} t} = \frac{\mathrm{d} \overrightarrow{L_O}}{\mathrm{d} t} = \frac{\mathrm{d} \left(\overrightarrow{OM} \wedge m \overrightarrow{v}\right)}{\mathrm{d} t} = \frac{\mathrm{d} \overrightarrow{OM}}{\mathrm{d} t} \wedge m \overrightarrow{v} + \overrightarrow{OM} \wedge m \frac{\mathrm{d} \overrightarrow{v}}{\mathrm{d} t}$$

$$\qquad \qquad \mathsf{Donc} \ \tfrac{\mathrm{d} \overrightarrow{OM}}{\mathrm{d} t} \wedge m \vec{v} = \vec{v} \wedge m \vec{v} = 0 \ \mathsf{et} \ \overrightarrow{OM} \wedge \tfrac{\mathrm{d} (m \vec{v})}{\mathrm{d} t} = \overrightarrow{OM} \wedge \sum \vec{F}_{\mathrm{ext}}$$

D'où 
$$\frac{\mathrm{d} \overrightarrow{L_A}}{\mathrm{d} t} = \overrightarrow{OM} \wedge \sum \overrightarrow{F}_{\mathrm{ext}} = \sum \overrightarrow{M_O} \left( \overrightarrow{F}_{\mathrm{ext}} \right)$$

# N.2 Approche scalaire

Notons  $A_u = (A, \vec{u})$  un axe orienté avec  $\vec{u}$  un vecteur unitaire.

# Moment cinétique par rapport à ${\cal A}_u$ :

On a le moment cinétique par rapport à  ${\cal A}_u$  :

$$L_{A_u} = \overrightarrow{L_A} \cdot \overrightarrow{u}$$

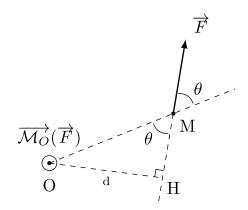
### Moment d'une force par rapport à $A_u$ :

On a le moment d'une force par rapport à  ${\cal A}_u$  :

$$M_{A_u} = \overrightarrow{M_A} \cdot \overrightarrow{u}$$

Ainsi  $M_{A_u}(\vec{F})$  ne dépend que de la composante de  $\vec{F}$  dans le plan perpendiculaire à  $A_u$ , d'où la distance d sur le schéma.

On appelle **bras de levier** la distance entre A et la droite d'action de  $\vec{F}$ 



### Moment de force par bras de levier :

On a  $M_{A_u}(\vec{F})=\pm \|\vec{F}\| imes {
m bras \ de \ levier}$ , avec un + si la force entraine une rotation dans le sens, et un - sinon.

Ainsi si la droite d'action passe par A, le bras de levier est nul donc il n'y a pas de mouvement.

### Théorème du moment cinétique du moment scalaire :

Dans un référentiel galiléen avec A fixe dans le référentiel d'étude, on a

$$\frac{\mathrm{d}L_{A_u}}{\mathrm{d}t} = \sum M_{A_u} (\vec{F}_{\mathrm{ext}})$$

#### Preuve:

Immédiat par produit scalaire

# V Mouvement dans un champ de force newtonien

Une **force centrale** est une force qui pointe vers/depuis un point fixe du référentiel d'étude.

### 🦴 V.1 Statuer sur le caractère central

On considère un astéroïde (a) de masse m et un astre (A) de masse M, par principe des actions réciproques, on a  $\left\| \vec{F}_{a \to A} \right\| = \left\| \vec{F}_{A \to a} \right\|$ 

Pour savoir qui impose une force centrale sur qui, on regarde le rapport  $\frac{m}{M}$ 

# 🖴 V.2 Propriétés de mouvement dans un champ de force centrale

Conservation de  $\overrightarrow{L_0}(M)$  :

Dans le cas des forces centrales,  $\overrightarrow{L_0}(M)$  se conserve.

Preuve:

En effet, on a d'après le TMC,  $\frac{\mathrm{d}\overline{L_0}}{\mathrm{d}t} = \sum \overrightarrow{M_O} \vec{F}_{\mathrm{ext}} = \overrightarrow{M}_O \left( \vec{F} \right) = \overrightarrow{OM} \wedge \vec{F}$ . Or  $\overrightarrow{OM}$  et  $\vec{F}$  sont colinéaires d'où  $\frac{\mathrm{d}\overline{L_0}}{\mathrm{d}t} = 0$  donc  $\overrightarrow{L_0}$  se conserve

Une première conséquence de ce résultat est que M évolue dans le plan orthogonal à  $\overrightarrow{L_O}$ 

Preuve:

On a  $P \perp \overrightarrow{L_O}$  et  $O \in P$  ainsi on a  $\overrightarrow{L_O}(M) = \overrightarrow{OM} \wedge m\overrightarrow{v}$  On a  $\overrightarrow{OM} \perp \overrightarrow{L_O}$  d'où  $M \in P$ 

Une autre conséquence est la **loi des aires**, l'aire balayée pendant  $\overrightarrow{OM}$  est proportionnelle à  $\Delta t$ 

Preuve:

On a  $\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t}$  l'aire balayée par unité de temps avec une vitresse oréolaire.

On a  $\overrightarrow{M(t)M(t+\mathrm{d}t)}=\mathrm{d}\overrightarrow{OM}=\frac{\mathrm{d}\overrightarrow{OM}}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}t=\overrightarrow{v}\,\mathrm{d}t$ 

On a  $A = \left\|\overrightarrow{OM} \wedge \overrightarrow{v} \, \mathrm{d}t \right\| \, \mathsf{d'où} \, \frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{2} \frac{\left\|\overrightarrow{L_O}(M)\right\|}{m} \, \mathsf{donc} \, \mathsf{c'est} \, \mathsf{constant}$ 

Constante des aires :

Pour réduire la dimension du problème on pose  $\mathcal{C}=\frac{L_{O_z}}{m}=r^2\dot{\theta}$  la **constante des aires**.

Le satellite ne change pas de sens de rotation

Preuve:

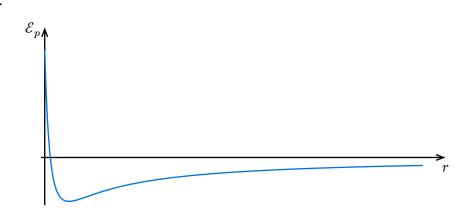
En effet on a  $\overrightarrow{L_O}(M)=mr^2\dot{\theta}\vec{e_z}$ , avec  $r^2>0$ , m>0 d'où  $\dot{\theta}>0$ 

# % V.3 Approche énergétique, cas d'une force conservatrice

On a  $\mathcal{C}>0$  et  $\dot{\theta}>0$ , de plus le système est conservatif d'où la conservation de  $\mathcal{E}_m$ 

On a  $\mathcal{E}_m=rac{1}{2}m\dot{r}^2+rac{1}{2}mrac{\mathcal{C}^2}{r^2}-\mathcal{G}rac{Mm}{r}$  avec  $\mathcal{E}_p=rac{1}{2}mrac{\mathcal{C}^2}{r^2}-\mathcal{G}rac{Mm}{r}$ 

D'où on a:



Ainsi selon le rayon du satellite on a une trajectioire libre ou liée.

Lorsque l'astéroide est au plus proche de l'astre (ou au plus loin) on a  $\dot{r}=0$ 

On parle de **périastre** quand il est au plus proche de l'astre, **périhélie** quand il est au plus près du Soleil, et **périgée** quand il est plus proche de la Terre

De même on parle de apoastre quand il est au plus loin de l'astre, aphélie quand il est au plus loin du Soleil, et apogée quand il est plus loin de la Terre

## V.4 Lois de Kepler

#### 3 lois de Kepler:

Kepler a énoncé les trois lois suivantes :

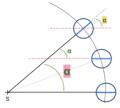
- 1. Les planètes du système solaire décrivent des orbites elliptiques dont le soleil occupe l'un des foyers
- 2. Loi des aires (voir plus tôt)
- 3. Loi des périodes, le rapport  $\frac{T^2}{a^3}$  est indépendant de la planète considérée dans le système solaire, avec a le demi-axe de l'ellipse

 $\mathcal{O}$  A faire (Savoir retrouver  $\frac{T^2}{a^3}$ , vitesse et Em)

# 🖴 V.5 Jour solaire vs jour sidéral

Un **jour solaire** est un intervalle de temps entre 2 passage au zénith du Soleil, on a  $T_s =$ 24 h = 86400 s

Un jour sidéral est la durée pour que la Terre fasse un tour complet dans le référentiel géocentrique.

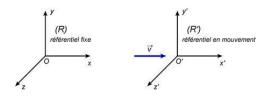


On a 
$$\alpha = \frac{2\pi}{365.25 \text{ jours}}$$

# 🔧 VI Mécanique du solide

# 🖴 VI.1 Généralités

Le **référentiel propre**  $(\mathcal{R}_p)$  est le référentiel dans lequel le solide est immobile



45

Ainsi on a 2 repères : le référentiel d'étude ( $\mathcal{R}$ ) et le référentiel lié (ou propre)

Le repère propre n'est à priori pas galiléen

### 🖴 VI.2 Mouvements de translation

### 🖴 VI.2.a Aspect cinématique

#### Solide en translation:

Un solide est dit en translation dans  $\mathcal{R}$  si les axes du repère lié sont d'orientation fixe  $\operatorname{dans} \mathcal{R}$ 

Une conséquence est que  $\vec{u}_{e_x}$  et  $\vec{u}_{e_y}$  n'ont pas de dépendance temporelle, et qu'on n'a pas besoin d'angle pour décrire le mouvement : la dynamique du point s'applique

Rapport 
$$\overrightarrow{M_1M_2}$$
:

Pour tout  $M_1, M_2 \in \Sigma^2$ , le rapport  $\overrightarrow{M_1 M_2}$  est constant

Notons  $\overrightarrow{M_1 M_2} = x \vec{u}_{e_x} + y \vec{u}_{e_y} + z \vec{u}_{e_z}$ 

#### Vitesse dans $\mathcal R$ :

Tous les points du solide ont la même vitesse dans  ${\mathcal R}$ 

#### Preuve:

$$\mathsf{Et}\,\tfrac{\mathrm{d}\overrightarrow{M_1M_2}}{\mathrm{d}t} = -\tfrac{\mathrm{d}\overrightarrow{OM_1}}{\mathrm{d}t} + \tfrac{\mathrm{d}\overrightarrow{OM_2}}{\mathrm{d}t} = -\overrightarrow{v_1} + \overrightarrow{v_2}\,\mathsf{d'où}\,\overrightarrow{v_1} = \overrightarrow{v_2}$$

# % VI.2.b Grandeurs cinétiques

### Barycentre:

On a G le **barycentre** du solide tel que :

$$m_{\mathrm{tot}}\overrightarrow{OG} = \iiint_{M \in \; \mathrm{solide}} \overrightarrow{OM} \, \mathrm{d}m$$

### Grandeurs cinétiques :

On a dans le cas d'un solide en translation :

• 
$$\vec{p} = m_{\rm tot} \vec{v}$$

$$\begin{split} \bullet & \ \vec{p} = m_{\rm tot} \vec{v} \\ \bullet & \ \overrightarrow{L_O} = \overrightarrow{OG} \wedge m_{\rm tot} \vec{v} \\ \bullet & \ \mathcal{E}_c = \frac{1}{2} m_{\rm tot} v^2 \end{split}$$

• 
$$\mathcal{E}_c = \frac{1}{2} m_{\rm tot} v^2$$

#### Preuve:

Ces démonstrations sont non exigibles, on les rappelle car elles permettent de se remémorer les formules

• On a 
$$\vec{p}=\iiint \mathrm{d}\vec{p}(M)=\iiint \mathrm{d}m\,\vec{v}(M) \underset{\vec{v} \text{ est}}{=} \vec{v} \iiint \mathrm{d}m=m_{\mathrm{tot}}\vec{v}$$

$$\bullet \ \ \text{On a } \ \overrightarrow{L_O} = \iiint \mathrm{d} \overrightarrow{L_O}(M) = \iiint \overrightarrow{OM} \wedge \mathrm{d} m \ \vec{v}(M) \underset{\vec{v} \ \mathrm{est}}{=} = \left[ \iiint \overrightarrow{OM} \ \mathrm{d} m \right] \wedge \vec{v} \underset{\mathrm{barycentre}}{=} \overrightarrow{OG} \wedge m_{\mathrm{tot}} \vec{v} \right]$$

• On a 
$$\mathcal{E}_c=\iiint \mathrm{d}\mathcal{E}_c(M)=v^2\iiint \frac{1}{2}\,\mathrm{d}m=\frac{1}{2}m_{\mathrm{tot}}v^2$$

### 🖴 VI.2.c Loi de la quantité de mouvement

Une loi importante n'est pas mise en défaut par un solide en translation

### Loi de la quantité de mouvement :

Dans un référentiel galiléen, pour un solide soumis à des forces extérieures à m fixée on a  $\frac{\mathrm{d} \vec{p}_{\mathrm{ext}}}{\mathrm{d}t} = \sum \vec{F}_{\mathrm{ext}}$  d'où :

$$m rac{\mathrm{d} ec{v}}{\mathrm{d} t} = \sum ec{F}_{\mathrm{ext}}$$

# VI.3 Mouvement de rotation par rapport à un axe fixe

### 🖴 VI.3.a Aspect cinématique

### Solide en rotation par rapport à un axe fixe :

Un solide est dit en rotation par rapport à un axe fixe si il existe un axe ( $\Delta$ ) fixe dans le référentiel d'étude et le référentiel propre

#### Distribution des vitesses :

Dans un solide en rotation la vitesse varie linéairement avec la distance au projeté de l'axe de rotation

#### Preuve:

On repère le point M en coordonnées cylindriques, avec  $\omega$  sa vitesse de rotation, et H son projeté sur l'axe.

On a 
$$\overrightarrow{OM} = \overrightarrow{OH} + \overrightarrow{HM} = z\vec{e_z} + r\vec{e_r}$$
 ( $\overrightarrow{OH}$  étant sur  $\vec{e_z}$  et  $\overrightarrow{HM}$  sur  $\vec{e_r}$  à une distance  $r$  fixée) et  $\vec{v} = \frac{\mathrm{d}\overrightarrow{OM}}{\mathrm{d}t} = \dot{z}\vec{e_z} + \dot{r}\dot{\vec{e_r}} + r\dot{\theta}\vec{e_\theta}$ 

D'où 
$$\vec{v} = r\omega\vec{e_{\theta}}$$



#### Attention:

La loi de quantité de mouvement n'a plus de sens ici,  $rac{\mathrm{d}ec{p}}{\mathrm{d}t}=\sumec{F}_{\mathrm{ext}} 
Rightarrow mrac{\mathrm{d}ec{v}}{\mathrm{d}t}=\sumec{F}_{\mathrm{ext}}$ 

Il ne faut aussi pas confondre mouvement circulaire, rotation et translation circulaire

Dans l'exemple d'une grande roue, les cabines sont en **translation circulaire**, tandis que la roue est en **rotation** autour d'une axe fixe

### NI.3.b Moment d'inertie

### Moment cinétique d'un solide en rotation :

Soit  $\Delta$  un axe fixe orienté par  $\vec{e_{z'}}$  on a le moment cinétique  $L_{\Delta}=J_{\Delta}\omega$  avec  $J_{\Delta}$  le moment d'inertie

### Moment d'inertie :

Soit  $\Delta$  un axe fixe orienté par  $ec{e_z}$ , on a le **moment d'inertie**  $J_\Delta = \iiint r^2 \, \mathrm{d} m$  en  $\mathrm{m}^2 \, \mathrm{kg}$ 

Le moment d'inertie est additif et quantifie l'inertie à la mise en rotation

On a les moments d'inertie suivants :

Forme	$J_{\Delta}$
Tige	$rac{1}{3}mr^2$
Cerceau	$mr^2$
Disque homogène (HP)	$\frac{1}{2}mr^2$
Boule homogène (HP)	$rac{2}{5}mr^2$
Coquille (HP)	$\frac{2}{3}mr^2$

#### Preuve:

 ${\mathscr O}$  A faire (Refaire plus proprement avec la masse linéique  $\mu$ )

Cas d'une tige, on a  $J_\Delta=\int_0^r \frac{m}{r}x^2\,\mathrm{d}x=\frac{m}{r}\int_0^r x^2\,\mathrm{d}x=\frac{m}{r}\frac{r^3}{3}=\frac{1}{3}mr^2$ 

### Énergie cinétique :

Dans le cas d'un solide en rotation, on a  $\mathcal{E}_c=\frac{1}{2}J_\Delta\dot{\theta}^2$ 

#### Preuve:

On a 
$$\mathrm{d}\mathcal{E}_c = \frac{1}{2}\,\mathrm{d}m\,v^2(M) = \frac{1}{2}\,\mathrm{d}m\,r^2\omega^2$$
 D'où  $\mathcal{E}_c = \iiint \frac{1}{2}\,\mathrm{d}m\,r^2\omega^2 = \frac{1}{2}(\iiint \mathrm{d}m\,r^2)\omega^2 = \frac{1}{2}J_\Delta\omega^2$ 

## 🖴 VI.3.c Actions mécanique et condition d'équilibre

Une **action mécanique** est une contrainte appliquée par un système, c'est à dire les forces, les moments de force et les couples

#### Couple:

Un couple est constitué de deux forces de même module, de sens opposé et de droites d'action non confondues

Un couple ne modifie pas la quantité de mouvement

Preuve : On a 
$$\frac{\mathrm{d}\vec{p}}{\mathrm{d}t} = \overrightarrow{F_1} + \overrightarrow{F_2} = 0$$

#### Moment d'un couple :

Un couple crée un moment noté  $\vec{\Gamma}$  avec  $\vec{\Gamma}=\pm F d\vec{e_z}$  avec d la distance entre les droites d'action

$$\begin{array}{l} \textbf{Preuve:} \\ \textbf{On a } \overrightarrow{M_{O_{\text{tot}}}} = \overrightarrow{M_O} \Big( \overrightarrow{F_1} \Big) + \overrightarrow{M_O} \Big( \overrightarrow{F_2} \Big) = \overrightarrow{OP_1} \wedge \overrightarrow{F_1} + \overrightarrow{OP_2} \wedge - \overrightarrow{F_1} = \Big( \overrightarrow{OP_1} - \overrightarrow{OP_2} \Big) \wedge \overrightarrow{F_1} = \overline{P_2P_1} \wedge \overrightarrow{F_1} \\ \end{array}$$

A noter que  $\vec{\Gamma}$  est aussi appelé couple et s'exprime en  $\,{
m N}\,{
m m}$ 

### Condition d'équilibre d'un solide :

Le solide est à l'équilibre si  $\sum \vec{F}_{\rm ext} = 0$  (translation solide) et  $\sum \overrightarrow{M_O} (\vec{F}_{\rm ext}) = 0$  (rotation)

### 🦴 VI.3.d Théorème du moment cinétique pour un solide

### Théorème du moment cinétique pour un solide :

Soit  $\Delta$  un axe fixe, ainsi on a avec  $ec{F}_{
m ext}$  les forces extérieures connues et  $ec{\Gamma}_{
m ext}$  les couples qui ne sont pas des moments des forces extérieures :

$$J_\Delta \ddot{\theta} = \sum M_\Delta \Big( \vec{F}_{\rm ext} \Big) + \sum \Gamma_{\rm ext}$$

Par le TMC on a  $\frac{\mathrm{d}L_{\Delta}}{\mathrm{d}t}=\sum M_{\Delta}\left(\vec{F}_{\mathrm{ext}}\right)$  avec  $\frac{\mathrm{d}L_{\Delta}}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}J_{\Delta}\dot{\theta}}{\mathrm{d}t}=J_{\Delta}\ddot{\theta}$  ce qui conclut en séparant les termes selon leur connaissance ou non

# 🖴 VI.4 Énergétique du solide

Dans un solide indéformable il n'y a pas de travail interne



Cette affirmation entre en défaut lorsque l'on travaille avec un solide articulé

### Théorème de la puissance cinétique pour un solide en rotation :

On a  $P=M_{\Delta}ig(ec{F}ig)\dot{ heta}$  d'où on a :

$$\frac{\mathrm{d}\mathcal{E}_c}{\mathrm{d}t} = \sum P_{\mathrm{ext}} = \sum M_{\Delta} \left( \overrightarrow{F_{\mathrm{ext}}} \right) \dot{\theta}$$

#### Preuve:

On part du TMC solide, on a  $rac{\mathrm{d} J_\Delta \dot{ heta}}{\mathrm{d} t} = \sum M_\Delta \left( \vec{F}_\mathrm{ext} 
ight)$  d'où en multipliant par  $\dot{ heta}$ , on a  $rac{\mathrm{d} \frac{1}{2} J_\Delta \dot{ heta}^2}{\mathrm{d} t} =$ 

Il est toujours possible d'utiliser les théorèmes d'énergétique de la dynamique du point mais il faut faire attention au domaine d'application



# ♦ I Introduction à la thermodynamique

### **▲** I.1 Généralités

On a  $\mathcal{N}_A = 6.02 \times 10^{23} \, \mathrm{mol^{-1}}$  la constante d'Avogadro

Les 3 états de la matière :

- Solide: Particules assez ordonnées, proches et peu mobiles (incompressible et indéformable)
- **Liquide** : Particules très désordonnées, proches et très mobiles (incompressible et déformable)
- Gaz : Particules très désordonnées, éloignées et très mobiles (compressible et déformable)

On parle d'un **fluide** pour un gaz ou un liquide et d'une **phase condensée** pour un liquide ou un solide.

## ▲ I.2 Variables d'état

Une **variable d'état** est une grandeur permettant de décrire l'équilibre thermodynamique d'un système.

Une grandeur est dite **extensive** si elle dépend de la taille du système (volume par ex) et **intensive** si ce n'est pas le cas (pression par ex), à noter que le produit de 2 grandeurs extensives donne une grandeur intensive.

#### 

La **pression** est une variable d'état en Pascal (Pa) avec  $1 bar = 10^5 Pa$ , est intensive et est causée par des chocs particulaires sur la paroi

#### Force de pression:

On a  $\vec{F} = PS\vec{u}$  avec  $\vec{u}$  orienté vers l'extérieur de fluide dans le cas d'une paroi plane

Si on a une paroi non plane on a  $\vec{F}=\int PdS\vec{u}$  avec  $\vec{F}=PS\vec{u}$  si la pression est uniforme

### 

La température s'exprime en Kelvin ( K), avec T>0 K et 0 °C =273.15 K, est intensive et provient d'une agitation moléculaire.

On a  $E_c=rac{3}{2}k_BT$  l'énergie thermique moléculaire avec  $k_B=rac{R}{\mathcal{N}_A}$  la constante de Boltzmann.

# **♦** I.3 Équilibre thermodynamique

On atteint un état d'équilibre thermodynamique quand les propriétés macroscopiques du système n'évoluent plus, ainsi on a :

- Équilibre mécanique avec l'extérieur
- Équilibre thermique
- Équilibre radiatif
- Équilibre chimique

A l'équilibre thermodynamique un système voit ses variables d'état liées par une relation d'état

# I.4 Modèle des gaz parfaits

### Gaz parfait:

On parle d'un gaz parfait pour un gaz composé de particules ponctuelles sans intéraction entre elles.

### Équation des gaz parfaits :

On a à l'équilibre thermodynamique : PV=nRT avec  $R=8.31\,\mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}}$  la constante des gaz parfaits.

#### Preuve:



# **▲** II Premier principe

# ▲ II.1 Énergie interne, capacité thermique à volume constant

On note U l'**énergie interne** d'un système thermique, c'est une fonction d'état additive et extensive s'exprimant en Joule.

#### 1ère loi de Joule:

Dans le cas d'un gaz parfait,  $U = A \times T$  avec A une constante

A noter qu'il y a énormément d'énergie stockée de manière interne.

On défini la **capacité thermique** à volume fixé par  $C_v=\frac{\partial U}{\partial T}\big|_V$  et dans le cas d'un GP on a  $C_v=\frac{\mathrm{d} U}{\mathrm{d} T}$ , et est additive, extensif et s'exprime en  $\mathrm{J}\,\mathrm{K}^{-1}$ 

### Expression de $\Delta U$ :

On a 
$$\Delta U = \int_{T_i}^{T_f} C_v dT = C_v \Delta T$$

# 

### Premier principe:

Dans un système fermé évoluant entre des états d'équilibre on a  $\Delta \left(E_{m_{\rm macro}}+U\right)=W+Q$  d'où dans la plupart des cas :

$$\Delta U = W + Q$$

Dans le cas infinitésimal on a  $dU = \delta W + \delta Q$ 

Avec W le travail reçu par le système (W>0 si récepteur et moteur sinon) et Q le transfert thermique (Q>0 reçoit et fournit sinon).

Il faut bien penser à définir le système pour utiliser le premier principe

## 

- Adiabatique : Sans transfert thermique (Q=0)
- Monobare : Au contact d'un système qui fixe la pression
- Monotherme : Au contact d'un système de température fixée (un thermostat)
- Quasi statiques : État d'équilibre au cours de toute la transformation
- Système Calorifugé : Limite les échanges de chaleur
- **Isochore** : V constant
- **Isotherme** : T constant
- **Isobare** : P constant

On a 3 types de transfert thermiques :

- Convection
- Conduction
- Rayonnement

## 

### Travail des forces de pression :

On a 
$$\delta W = -P_{
m ext} dV$$
 donc  $W = \int -P_{
m ext} dV$ 

#### Preuve:

On a 
$$\overrightarrow{F_p}=-P_{\mathrm{ext}}S\overrightarrow{e_x}$$
 d'où on a  $\delta W=\overrightarrow{F_p}\cdot dx\overrightarrow{e_x}=-P_{\mathrm{ext}}Sdx=-P_{\mathrm{ext}}dV$ 

### **▲** II.4.a Cas isochore

On a 
$$dV=0$$
 d'où  $W=0$ 

#### ▲ II.4.b Cas isotherme

On a 
$$\Delta U=0$$
 d'où  $W=-Q$ 

#### 

On a  $P_{\text{ext}} = P$  car on a toujours un état d'équilibre, d'où :

- Isobare : On a  $W = -P\Delta V$
- Isotherme : On a  $W = -nRT \ln \left( \frac{V_f}{V_i} \right)$

#### Preuve:

En effet 
$$W=\int -P_{\rm ext}dV=\int -PdV=\int -nRT\frac{dV}{V}=-nRT\ln\left(\frac{V_f}{V_i}\right)$$

# **▲ II.5** Diagramme de Watt

On peut représenter l'évolution sur un graphe (V,P), ainsi le travail correspond à l'aire sous le chemin parcouru.

Si un cycle est parcouru dans le sens trigonométrique, on a un récepteur et si il est parcouru dans le sens horaire on a un moteur

## II.6 Enthalpie

On a l'**enthalpie** une fonction d'état additive et extensive telle que H = U + PV

#### 2e loi de Joule:

Dans le cas d'un gaz parfait,  $H = A \times T$  avec A une constante

Ainsi on a le second principe:

### Premier principe monobare:

Dans un système fermé évoluant entre des états d'équilibre avec une transformation monobare on a  $\Deltaig(E_{m_{ ext{\tiny marro}}}+Hig)=W_u+Q$  d'où dans la plupart des cas :

$$\Delta H = W_u + Q$$

On a  $\Delta \left(E_{m_{\rm macro}}+U\right)=W_u+W_{\rm pression}+Q$  or  $W_{\rm pression}=-\Delta(PV)=0$  , ainsi on a la propriété recherchée

Avec  $W_n$  la puissance utile des autres forces (souvent nulles d'où  $\Delta H = Q$  dans certains cas) On définit la capacité thermique à pression fixée par  $C_p=\frac{\partial H}{\partial T}\Big|_D$  et  $C_p=\frac{\mathrm{d} H}{\mathrm{d} T}$  dans le cas d'un GP.

Expression de 
$$\Delta H$$
 : On a  $\Delta H = \int_{T_i}^{T_f} C_p dT = C_p \Delta T$ 

Dans le cas des phases condensées on a  $PV \ll U$  d'où U = H ainsi  $C_p = C_v = C$ 

#### Relation de Mayer:

Dans le cas d'un gaz parfait on a  $C_p = C_v + nR$ 

#### Preuve:

On a 
$$\Delta U + \Delta (PV) = C_v \Delta T + nR\Delta T$$
 d'où  $C_p \Delta T = C_v \Delta T + nR\Delta T$  ce qui conclut

On pose 
$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

# Expression de ${\cal C}_v$ et ${\cal C}_p$ :

Dans le cas d'un gaz parfait on a  $C_v=rac{nR}{\gamma-1}$  et  $C_p=rac{\gamma nR}{\gamma-1}$ 

On a 
$$C_p=\gamma C_v=C_v+nR$$
 d'où  $C_v(\gamma-1)=nR$  ainsi  $C_v=\frac{nR}{\gamma-1}$  et  $C_p=\frac{nR}{\gamma-1}$ 

# III Second principe

## ♦ III.1 Entropie et second principe

On considère un système fermé avec un ou plusieurs thermostats, ainsi il existe une fonction d'état appelée **entropie** notée S, additive et extensive en  $J K^{-1}$  qui est une mesure du désordre.

### Second principe:

Dans un tel système, on a  $\Delta S = S_{\mathrm{cré\acute{e}e}} + S_{\mathrm{\acute{e}chang\acute{e}e}}$  avec  $S_c \geq 0$ 

Dans le cas infinitésimal on a donc  $dS=\delta S_c+\delta S_e$  et à l'équilibre on a  $\delta S_c=\delta S_e=0$ 

Expression de 
$${\cal S}_e$$
 :

On a 
$$S_e = \sum_{\mathrm{thermostats}} \frac{Q_i}{T_i}$$

L'entropie d'un système isolé augmente nécessairement au cours d'une transformation thermodynamique

#### Preuve:

Isolé implique 
$$\delta Q_i = 0$$
 d'où  $S_e = 0$  ainsi  $\Delta S = S_c \geq 0$ 

Une transformation adiabatique réversible ne modifie pas l'entropie

#### Preuve:

On a 
$$\Delta S=\sum_{\text{thermostats}}\frac{Q_i}{T_i}+S_c'$$
 car  $Q_i$  = 0 (adiabatique) et  $S_c=0$  pour ne pas contredire le caractère réversible

# ▲ III.2 Irréversibilité d'une transformation thermodynamique

Une transformation est dite **irréversible** si elle n'a lieu que dans un sens.

Une transformation est **réversible** si on peut en inverser le sens par changement infinitésimal des contraintes extérieures. Ces transformations extérieures sont lentes (quasi statiques) et  $S_c=0$ 

On a irréversibilité si :

- Inhomogéneité de température
- Gradient de pression
- · Réaction chimique
- Frottement

# III.3 Identité thermodynamique (HP)

#### Identité thermodynamique (HP):

Dans un système fermé avec uniquement des forces de pression on a dU=TdS-PdV

#### Preuve:

On a 
$$dU=\delta Q+\delta W=\delta Q-P_{\rm ext}dV \underset{({\rm r\acute{e}v})}{=} \delta Q-PdV$$
 et  $dS=\delta S_{c_{({\rm r\acute{e}v})}}+\delta S_{e}=\frac{\delta Q}{T_{\rm th}}$  avec  $T_{\rm th}=T$  car réversible. D'où  $\delta Q=TdS$  ainsi  $dU=TdS-PdV$ 

# III.4 Entropie des gaz parfaits, lois de Laplace

### Variation d'entropie :

On a:

$$\Delta S = \frac{nR}{\gamma - 1} \ln \biggl( \frac{T}{T_0} \biggr) + nR \ln \biggl( \frac{V}{V_0} \biggr)$$

$$\Delta S = \frac{nR}{\gamma - 1} \ln\!\left(\frac{P}{P_0}\right) + \frac{\gamma nR}{\gamma - 1} \ln\!\left(\frac{V}{V_0}\right)$$

$$\Delta S = \frac{\gamma nR}{\gamma - 1} \ln\!\left(\frac{T}{T_0}\right) - nR \ln\!\left(\frac{P}{P_0}\right)$$

### Lois de Laplace:

Dans le cas d'une transformation adiabatique réversible d'un gaz parfait on a :

- $PV^{\gamma} = \operatorname{cst}$
- $TV^{\gamma-1} = \operatorname{cst}$
- $T^{\gamma}P^{1-\gamma} = \operatorname{cst}$

#### Preuve:

On retient la première et on retrouve avec PV = nRT

Ainsi sur un diagramme de Watt, le courbe est plus marquée pour une transformation adiabatique

# III.5 Entropie des phases condensées

Entropie des phases condensées : On a 
$$S(T)=S(T_0)+C\ln\Bigl(\frac{T}{T_0}\Bigr)$$
 d'où  $\Delta S=C\ln\Bigl(\frac{T}{T_0}\Bigr)$ 

# IV Flux thermiques

# IV.1 Flux thermique, puissance

### Flux thermique:

Un flux est un échange de chaleur par unité de temps algébrique, on a  $\Phi=rac{\delta Q}{dt}$ , et on peut définir  $\Phi_{
m surf} = rac{\delta Q}{dt dS}$ 

On a  $\Phi$  en W et  $\Phi_{
m surf}$  en  ${
m W\,m^{-2}}$ 

# **♦ IV.2 Échanges conductifs**

#### Flux conductif:

Dans le cas d'un échange convectif (c'est à dire via une paroi) entre 2 systèmes, on a  $\Phi=\frac{1}{R}\Delta T$  avec R la résistance thermique

### Résistance thermique :

Une résistance thermique est homogène à  $KW^{-1}$ , et on a  $R=\frac{e}{S\lambda}$  avec e l'épaisseur, S la surface et  $\lambda$  la conductivité thermique

La conductivité thermique s'exprime en  ${\rm W}\,{\rm m}^{-1}\,{\rm K}^{-1}$ , plus la conductivité est grande moins on isole.

On a  $G = \frac{1}{R}$  la conductance.

Les résistances thermiques ont le même comportement qu'en électricité, ainsi en série on a  $R_{\rm AB}=R_A+R_B$  et en parallèle  $\frac{1}{R_{\rm AB}}=\frac{1}{R_A}+\frac{1}{R_B}$ .

#### Preuve:

- Série : On a  $\Phi=\Phi_A=\Phi_B$  avec  $\Phi_A=\frac{T_A-T_*}{R_A}$  et  $\Phi_B=\frac{T_*-T_B}{R_B}$  Ainsi on a  $T_A-T_B=T_A-T_*+T_*-T_B=R_A\Phi_A+R_B\Phi_B=(R_A+R_B)\Phi$
- Parallèle : On a  $\Phi_A=\frac{1}{R_A}\Delta T$  et  $\Phi_B=\frac{1}{R_B}\Delta T$ , et  $\Phi=\Phi_A+\Phi_B=\left(\frac{1}{R_A}+\frac{1}{R_B}\right)\Delta T$

# **♦ IV.3 Échanges conductovectifs**

On considère un fluide et un solide et leurs échanges thermiques

#### Loi thermique de Newton:

On a  $\Phi_{
m surf}=h(T_{
m surf}-T_{
m ext})$  avec h le coefficient de transfert en  ${
m W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ , h étant plus grand pour un liquide que pour un gaz.

De manière analogue on peut définir  $\frac{1}{R} = Sh$ 

# **♦ IV.4 Analogie électrique**

On a l'analogie suivante :

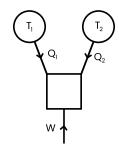
Thermodynamique	Électricité
$\Delta T$	$U$ ou $\Delta V$
Φ	I
$\Delta T = R\Phi$	U = RI

Ainsi on peut représenter des problèmes thermodynamiques avec des circuits électriques

# ♦ V Machines thermiques

# ♦ V.1 Description générale d'une machine thermique cyclique

On parle d'un système cyclique si il décrit un cycle



On représente ainsi une machine cyclique, avec  $T_1,...,T_n$  les thermostats. Le système est en convention récepteur sur le schéma.

### Inégalité de Carnot :

Pour un système au contact de plusieurs thermostats, on a  $\sum_{\text{thermostats}} \frac{Q_i^{\text{cycle}}}{T_i} \leq 0$ , et si il est réversible  $\sum_{\text{thermostats}} \frac{Q_i^{\text{cycle}}}{T_i} = 0$ 

#### Preuve:

On a 
$$\Delta S = S_c^{
m cycle} + S_e^{
m cycle} = 0$$
 (car  $S$  est une fonction d'état) d'où  $\sum_{
m thermostats} \frac{Q_i^{
m cycle}}{T_i} = -S_c \leq 0$ 

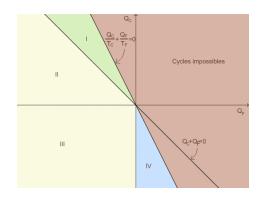
### V.2 Les moteurs

### Second principe selon Thomson:

Un système au contact avec une seule source de chaleur, ne peut au cours d'un cycle que recevoir du travail et fournir de la chaleur

#### Preuve:

On a moteur d'où W<0, avec l'inégalité de Carnot on a  $\frac{Q}{T}\leq 0$  et le premier principe nous dit que 0=Q+W d'où  $W=-Q\geq 0$  ce qui est contradictoire



Pour étudier un moteur on peut utiliser le diagramme de Raveau avec les zones suivantes :

- I : Fonctionnement moteur,  $Q_c \geq 0$  et  $Q_f \leq 0$  car on prélève de l'énergie à la source chaude
- II/III : Sans intêret

- IV : Fonctionnement récepteur,  $Q_f \geq 0$  et  $Q_c \leq 0$  car on prélève de l'énergie à la source froide

### ♦ V.3 Rendement, efficacité

#### Rendement ou efficacité:

On définit le rendement dans le cas d'un moteur et l'efficacité dans le cas d'un récepteur de la manière suivante :

$$\eta = \frac{\text{\'e} \text{nergie valorisable}}{\text{\'e} \text{nergie couteuse}}$$

Ainsi on a le tableau suivant :

Type de machine	Rendement/Efficacité
Moteur	$\eta = -rac{W}{Q_c}$
Réfrigirateur	$\eta=rac{Q_f}{W}$
Pompe à chaleur	$\eta = -rac{Q_c}{W}$

#### Rendement de Carnot:

Pour un moteur ditherme son rendement maximal est :

$$\eta_c = 1 - rac{T_F}{T_C}$$
 avec  $\eta \leq \eta_c$ 

#### Preuve

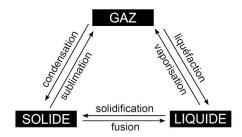
On a 
$$Q_F+Q_C+W=0$$
,  $\frac{Q_C}{T_C}+\frac{Q_F}{T_F}\leq 0$  et  $\eta=-\frac{W}{Q_C}$ 

D'où 
$$\eta=\frac{Q_C+Q_F}{Q_C}=1+\frac{Q_F}{Q_C}$$
 or  $Q_F\leq -Q_C\frac{T_F}{T_C}$  d'où  $\eta\leq 1-\frac{T_F}{T_C}$ 

A faire (Efficacité de Carnot)

# **♦** VI Changement de phase du corps pur

Une **phase** est une partie d'un système dont les variables intensives sont continues



# ♦ VI.1 Échauffement isobare d'un corps pur

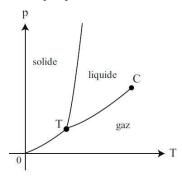
La **température d'ébullition** est la température d'équilibre liquide vapeur (ie les 2 coexistent)

La **température de fusion** est la température d'équilibre solide liquide (ie les 2 coexistent)

La pression de vapeur saturante est la pression d'équilibre liquide vapeur

Dans le cas des corps purs, on a  $P_{
m vap} = f(T_{
m \acute{e}bul})$ 

# ♦ VI.2 Diagramme (*P*, *T*), Clapeyron



T représente le **point triple**, c'est à dire le point où on a équilibre vapeur solide liquide

C représente le **point critique**, c'est à dire au delà duquel il n'y a plus de différence entre état liquide et gazeux (on parle de **fluide supercritique**)

En regardant le diagramme de Clapeyron on a des informations sur l'état du système considéré, et on peut se rendre compte que de l'eau se liquéfie sous l'effet de la compression

# ♦ VI.3 Diagramme (*P*, *v*), isotherme d'Andrews

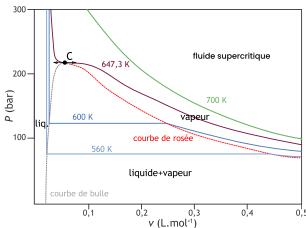


Figure 42: Un isotherme d'Andrews

On voit sur le diagramme qu'au dessus de C on ne passe pas par l'équilibre liquide vapeur. De plus on appelle la courbe noire l'**isotherme critique**.

#### Théorème des moments chimiques :

On peut retrouver  $x_{\rm gaz}$  et  $x_{\rm liq}$  les titres en vapeur et en liquide (ie les pourcentages en terme de quantité de matière).

On a 
$$x_{
m gaz}=rac{n_{
m gaz}}{n_{
m tot}}=rac{m_{
m gaz}}{m_{
m tot}}$$
 et  $x_{
m liq}=rac{n_{
m liq}}{n_{
m tot}}=rac{m_{
m liq}}{m_{
m tot}}$ 

De plus on a  $x_{\mathrm{gaz}}=\frac{v-v_{\mathrm{liq}}}{v_{\mathrm{gaz}}-v_{\mathrm{liq}}}$  et  $x_{\mathrm{liq}}=\frac{v_{\mathrm{gaz}}-v}{v_{\mathrm{gaz}}-v_{\mathrm{liq}}}$  d'où  $x_{\mathrm{gaz}}+x_{\mathrm{liq}}=1$  avec  $v,v_{\mathrm{gaz}},v_{\mathrm{liq}}$  les volumes massiques lus sur un isotherme d'Andrews

#### Preuve:

On a  $V=V_g+V_l=m_{\mathrm{tot}}v$  avec v le volume massique moyen,  $V_g=m_gv_g$  et  $V_l=m_lv_l$  D'où on a  $x_l=\frac{m_l}{m_{\mathrm{tot}}}$  ainsi on a  $m_gv_g+m_lv_l=m_{\mathrm{tot}}v$  d'où  $v_lx_l\underline{m_{\mathrm{tot}}}+v_g(1-x_l)\underline{m_{\mathrm{tot}}}=\underline{m_{\mathrm{tot}}}v$  d'où  $x_l=\frac{v_{\mathrm{gaz}}-v_{\mathrm{lig}}}{v_{\mathrm{gaz}}-v_{\mathrm{lig}}}$ 

Dans le cas d'un diagramme (P, H) on a aussi  $x_l = rac{h_{
m gaz} - h}{h_{
m gaz} - h_{
m lio}}$ 

# ♦ VI.4 Enthalpie et entropie de changement d'état

Lors d'un changement d'état, l'enthalpie présente une discontinuité, ainsi on définit l'**enthalpie de changement d'état** (ou chaleur latente), de même il y a discontinuité de l'entropie.

### Variations d'enthalpie/d'entropie :

Soit  $\Delta_A h$  l'enthalpie de changement d'état A et  $\Delta_A s$  l'entropie de changement d'état A.

On a  $\Delta_A H = m \Delta_A h$  et  $\Delta_A S = \frac{\Delta_A H}{T_A}$  avec  $T_A$  la température de changement d'état.

De plus on a 
$$\Delta_{\mathrm{sub}}h>0$$
,  $\Delta_{\mathrm{vap}}h>0$  et  $\Delta_{\mathrm{fus}}h>0$  et  $\Delta_{\mathrm{con}}h=-\Delta_{\mathrm{sub}}h$ ,  $\Delta_{\mathrm{liq}}h=-\Delta_{\mathrm{vap}}h$  et  $\Delta_{\mathrm{sol}}h=-\Delta_{\mathrm{fus}}h$ 

D'après l'expression des variations, on en déduit que  $S_{\rm gaz}>S_{\rm liq}>S_{\rm sol}$  ce qui est logique d'après la définition de l'entropie



# 🚹 I Introduction à la dynamique des particules chargées

# 

On considère des particules dans un champ magnétique et électrique

#### Force de Lorentz:

On a la **force de Lorentz**,  $\vec{F}=q\vec{E}+q\vec{v}\wedge\vec{B}$  la force subie par un électron

## 

On note  $\vec{E}$  un **champ électrique** en  ${
m V\,m^{-1}}$  et une particule plongée dans un tel champ subit la composante électrique c'est à dire  $\vec{F}=q\vec{E}$ 

Pour créer un champ homogène on utilise un condensateur,  $\vec{E}$  est homogène quand on n'est pas trop proche des bords (pas des bornes) du condensateur

Le champ  $\vec{E}$  est orienté vers l'armature de plus faible potentiel,  $\|\vec{E}\| = \frac{U}{d}$  avec d la distance entre les électrodes.

La force de Lorentz électrique dérive d'un potentiel

### Énergie potentielle de Lorentz électrique :

On a 
$$E_p=qV$$

#### Preuve:

On a 
$$\vec{F}=q\vec{E}=q\frac{U}{d}\vec{e_y}=-\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}g}\left(-q\frac{U}{d}y+C\right)\vec{e_y}$$

Ainsi 
$$E_p = -q \frac{U}{d} y + C$$
 d'où  $V(y) = \frac{E_p}{q} = -\frac{U}{d} y + C'$ 

Pour déterminer  ${\cal C}$  on peut placer une masse dans le circuit

L'**électron-volt** ( eV ) correspond à l'énergie d'un électron à un potentiel de  $1\,V$  , ainsi  $1\,eV=1.6\cdot 10^{-19}\,J$ 

Dans un système conservatif on a  $v=\sqrt{\frac{2|q|U}{m}}$  si  $v\leq 0.1c$ 

#### Preuve:

On a 
$$0=\Delta\mathcal{E}_m=\Delta\mathcal{E}_c+\Delta\mathcal{E}_p=\Delta\mathcal{E}_c+q\big(V_f-V_i\big)$$
 d'où  $\Delta\mathcal{E}_c=q\big(V_i-V_f\big)$ 

En supposant 
$$v_0=0$$
 et  $V_i=0$ , on trouve  $\frac{1}{2}mv_f^2=qU$  d'où  $v=\sqrt{\frac{2|q|U}{m}}$ 

# ■ I.3 Origine magnétique

Un **champ magnétique** est un champ vectoriel noté  $\vec{B}$  en Tesla (  $ext{T}$ )

La composante magnétique de la force de Lorentz est  $ec{F} = q ec{v} \wedge ec{B}$ 

La trajectoire dans  $\vec{B}$  s'apparente à un cercle

#### Preuve:

A faire (Pas prioritaire mais à faire)

La puissance est nulle, en effet  $P=\left(q\vec{v}\wedge\vec{B}\right)\cdot\vec{v}=0$ , de plus la force ne travaille pas donc  $\Delta\mathcal{E}_c=0$ 

# 🚹 II Généralités sur le champ magnétique

## II.1 Généralités

Le **champ magnétique** est un champ vectoriel  $\vec{B}(M,t)$  s'exprimant en Tesla ( T). On le mesure avec une sonde à effet Hall.

On a les ordres de grandeurs suivants :

- $B_{\text{Terre}} = 10^{-5} \,\text{T}$
- $B_{\text{aimant}} = (0.1 1) \,\text{T}$
- $B_{\text{IRM}} = \text{qqs T}$
- $B_{\rm LABO} = 10 \, {\rm T}$

### Lignes de champ:

Les lignes de champ sont un tracé colinéaire en tout point au champ magnétique.

Leur principal intêret est la lisibilité et que la distance entre les lignes de champ varie comme l'inverse de l'intensité du champ.

Propriété HP: Les lignes de champ sont orthogonales aux lignes iso-champ.

### Propriétés des lignes de champ :

- 2 lignes de champ ne se croisent pas, sauf si le champ est nul localement
- Dans le cas des lignes de champ magnétiques elles sont toujours bouclées sur ellesmême.

# II.2 Dépendance courant électrique et lignes de champ

#### Champ magnétique créé par un circuit :

Un circuit parcouru par un courant constant (ou lentement variable) crée un champ magnétique constant (ou lentement variable)  $\vec{B}(\text{pos}, I)$  proportionnel à I

Pour trouver le sens des lignes de champ on utilise la règle de la main droite : on oriente son pouce dans le sens du courant et les lignes de champ vont dans le sens de repliement des mains.

Un fil infiniment mince crée un champ magnétique  $\vec{B}=\frac{\mu_0I}{2r}\vec{e_{\theta}}$  avec I orienté vers z>0 et  $\mu_0=4\pi10^{-7}\,\mathrm{H\,m^{-1}}$  la permittivité magnétique du vide.

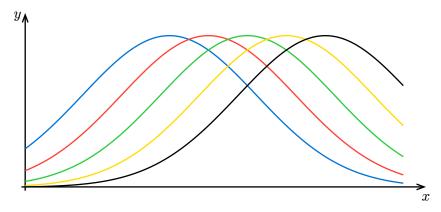
Un **spire** est un fil circulaire.

#### Théorème de superposition :

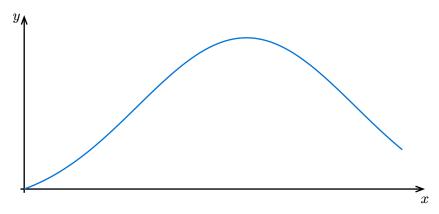
Dans un milieu linéaire, le champ magnétique total est la somme (la superposition) de chaque  $\vec{B}_i$  créé par chaque source de  $\vec{B}$  prise indépendamment. On a donc :

$$\vec{B} = \sum_{\text{sources}} \vec{B}_i$$

Dans le cas d'une série de spires, on a pour chaque spire la courbe suivante :



D'où pour  $\vec{B}$  on a :



On a donc le champ magnétique dans le solenoï de infini égal à  $\vec{B}=\mu_0 ni$  avec n le nombre de spires par unité de longueur et i l'intensité

# • II.3 Champ magnétiques continus dans la nature

Dans la nature il est possible de trouver des champs magnétiques. Certains matériaux possèdent la propriété d'être aimantés ou magnétisables. C'est lié à une propriété magnétique des électrons, le *spin*.

La Terre en est un bon exemple, le noyau externe constitue un champ magnétique sous l'effet d'un mouvement convectif.

# ■ II.4 Moment magnétique, dipôle magnétique

### Moment magnétique :

Dans le cas d'une spire parcourue par un courant I, on a :

$$\vec{\mu} = IS\vec{u}$$

avec S l'aire du disque,  $\vec{u}$  un vecteur unitaire.

On a 
$$[\vec{\mu}] = A m^2$$

Le moment magnétique quantifie à quel point l'aimant est "fort"

### Couple de Laplace, Energie potentielle :

Un dipôle magnétique de moment  $\vec{\mu}$  subit le **couple de Laplace**,  $\vec{\Gamma} = \vec{\mu} \wedge \vec{B}$ .

Cette intéraction étant conservative, on a  $E_n = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ 

En champ lointant,  $\vec{\mu}$  traduit l'"intensité" de cette source de champ magnétique et même si un aimant ne présente pas de courant électrique, un aimant possède un moment magnétique.



#### Attention:

On a  $\vec{\Gamma}$  connu mais pas les forces donc on ne peut pas appliquer un PFD

# 

On peut utiliser des bobines ou un aimant pour créer un champ magnétique.

Dans un solénoïde infini, le champ est continu par morceaux sauf si on s'approche trop près du bord.

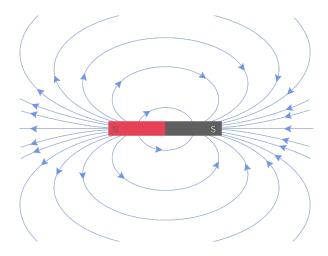
# 🚹 II.6 Lire une carte magnétique

#### Lecture d'une carte de champ :

Plus les lignes de champ son proches, plus  $\|\vec{B}\|$  est grand.

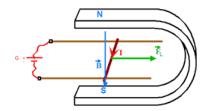
L'orientation des lignes de champ ou des fils respectent la règle de la main droite

Dans le cas d'un aimant on a :



# 

On a l'expérience des rails de Laplace :



#### Forces de Laplace:

Un barreau rectiligne conducteur de longueur l parcouru par une intensité I dans un champ magnétique  $\vec{B}$  subit une force

$$\overrightarrow{F_L} = Il\vec{u} \wedge \vec{B}$$

avec  $\vec{u}$  un vecteur unitaire orienté dans le sens du courant.

#### Preuve:

On se place dans un cas simple, les électrons ont tous la même vitesse  $\vec{v}$  et sont distribués de manière homogène.

On a  $n^*$  le nombre d'électrons par unité de volume.

On a  $I=rac{\delta Q}{{
m d}t}$  avec  $\delta Q=\delta Ne$  la charge traversant la section pendant  ${
m d}t$ , et  $\delta N$  le nombre d'électrons traversant la section pendant  ${
m d}t$ .

D'où  $\delta N = n^* Sv \, dt$  soit  $I = n^* Sve$ 

On a  $\overrightarrow{F_L} = N \times \vec{F}_{\mathrm{Lorentz}}$  avec N le nombre d'électrons et  $\vec{F}_{\mathrm{Lorentz}} = -e\vec{v} \wedge \vec{B} = (-e)(-v\vec{e_x}) \wedge \vec{B} = ev\vec{e_x} \wedge \vec{B}$ .

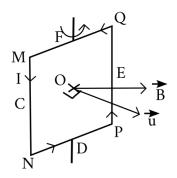
D'où 
$$\overrightarrow{F_L} = Nev\overrightarrow{e_x} \wedge \overrightarrow{B} = n^*lSev\overrightarrow{e_x} \wedge \overrightarrow{B} = Il\overrightarrow{u} \wedge \overrightarrow{B}$$

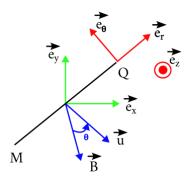
Dans un circuit filiforme non rectiligne,  $\overrightarrow{F_L} = \int I \ \mathrm{d} \overrightarrow{l} \wedge \overrightarrow{B}$ 

Dans le cas du schéma au dessus, les forces sur les rails de Laplace sont opposées et se compensent.

La force s'applique au baricentre du barreau.

On considère maintenant le schéma suivant :





Force et moment dans une spire carrée : Dans une spire carrée, on a  $\overrightarrow{F_L}=0$  et  $\overrightarrow{M_0}=\vec{\mu}\wedge\vec{B}$ 

#### Preuve:

Preuve : Pour la force : On a 
$$\overrightarrow{F_L} = \overrightarrow{F_L^{MN}} + \overrightarrow{F_L^{NP}} + \overrightarrow{F_L^{PQ}} + \overrightarrow{F_L^{QM}}$$
 On a  $\overrightarrow{F_L} = I\overrightarrow{MN} \wedge \overrightarrow{B}$  et  $\overrightarrow{F_L^{PQ}} = I\overrightarrow{PQ} \wedge \overrightarrow{B} = -I\overrightarrow{MN} \wedge \overrightarrow{B}$  d'où  $\overrightarrow{F_L^{MN}} + \overrightarrow{F_L^{PQ}} = 0$  De même pour  $\overrightarrow{F_L^{NP}} + \overrightarrow{F_L^{QM}} = 0$  d'où  $\overrightarrow{F_L} = 0$ 

#### Preuve:

Pour le moment :

On se place dans le second schéma, on a 
$$\overrightarrow{M_0}\left(\overrightarrow{F_L}\right) = \overrightarrow{M_0}\left(\overrightarrow{F_L^{MN}}\right) + \overrightarrow{M_0}\left(\overrightarrow{F_L^{NP}}\right) + \overrightarrow{M_0}\left(\overrightarrow{F_L^{NP$$

On a 
$$\overrightarrow{M_0}\left(\overrightarrow{F_L^{MN}}\right) = \overrightarrow{OC} \wedge \left(\overrightarrow{IMN} \wedge \overrightarrow{B}\right) = I\left(-\frac{a}{2}\overrightarrow{e_r}\right) \wedge \left(-a\overrightarrow{e_z} \wedge \left(-B\overrightarrow{e_y}\right)\right) = I\frac{a^2}{2}B\overrightarrow{e_r} \wedge \overrightarrow{e_x} = -I\frac{a^2}{2}B\sin(\theta)\overrightarrow{e_z}$$

On a 
$$\overrightarrow{M_0}\Big(\overrightarrow{F_L^{PQ}}\Big) = \overrightarrow{OE} \wedge \Big(I\overrightarrow{PQ} \wedge \overrightarrow{B}\Big) = -\overrightarrow{OC} \wedge \Big(I\overrightarrow{MN} \wedge \overrightarrow{B}\Big) = -I\frac{a^2}{2}B\sin(\theta)\overrightarrow{e_z}$$

On a 
$$\overrightarrow{M_0}\left(\overrightarrow{F_L^{NP}}\right) = \overrightarrow{OD} \wedge \left(\overrightarrow{INP} \wedge \overrightarrow{B}\right) = I\left(-\frac{a}{2}\overrightarrow{e_z}\right) \wedge \left(-a\overrightarrow{e_r} \wedge \left(-B\overrightarrow{e_y}\right)\right) = \frac{a}{2}\overrightarrow{e_z} \wedge IaB\cos(\theta)\overrightarrow{e_x} = 0$$

De même pour 
$$\overrightarrow{M_0} \Big( \overrightarrow{F_L^{QM}} \Big) = 0$$

D'où 
$$\overrightarrow{M_0}\left(\overrightarrow{F_L}\right) = -Ia^2B\overrightarrow{e_r}\wedge\overrightarrow{e_z} = -Ia^2B\sin(\theta)\overrightarrow{e_z} = -\mu B\sin(\theta)\overrightarrow{e_z}$$

Par ailleurs  $\vec{\mu} \wedge \vec{B} = (-\mu \vec{e_{\theta}}) \wedge (-B\vec{e_{y}}) = -\mu B \sin(\theta) \vec{e_{z}}$ 

# 🖪 II.8 Approche énergétique : Puissance des forces de Laplace

### Puissance des forces de Laplace :

La puissance des forces de Laplace est  $P = ILB\dot{x}$ 

#### Preuve:

On a 
$$\overrightarrow{F_L} = I\overrightarrow{MN} \wedge \overrightarrow{B} = ILB\overrightarrow{e_x}$$
 d'où  $P = \overrightarrow{F_L} \cdot \overrightarrow{v} = ILB\dot{x}$ 

# III Lois de l'induction : le cas des circuits fixes

# ■ III.1 Les phénomènes d'induction

On considère des circuits filiformes rigides fixes :

- filiforme : On ne considère que le contour
- rigides : Ne se déforment pas

### Flux:

Dans un champ magnétique  $\vec{B}$  avec S la surface on a :

$$\Phi_B = \iint_{\substack{\text{surface délimitée} \\ \text{par le contour}}} \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

avec  $\mathrm{d} \vec{S}$  orienté selon le sens du courant (règle de la main droite)

Le flux est additif (par linéarité des intégrales)

On a  $[\Phi_B]={
m T\,m}^2$ , et dans le cas d'une spire de rayon a on a  $\Phi_B=ec B\cdotec u\pi a^2$ 

#### Flux total:

Dans un champ magnétique  $\vec{B}$  on a :

$$\Phi_{\rm tot} = \sum_{\rm chaque\ spire} \Phi_{1\ \rm spire}$$

On considère un aimant qu'on approche d'une bobine, avec  $\vec{u}$  et  $\vec{B}$  de direction opposée.

Si l'aimant est loin ou immobile,  $\Phi=0$  et il n'y a pas de courant

Quand on rapproche l'aimant,  $\Phi$  diminue et i>0 et u>0

Quand on éloigne l'aimant,  $\Phi$  augmente et i < 0 et u < 0

Ainsi une diminution du flux induit un courant positif

Ces observations sont toujours valable lorsque la bobine bouge et non l'aimant

On remarque que le champ magnétique induit est toujours dans le sens inverse à la variation de champ magnétique extérieur

#### Loi de Lenz:

On a la **loi de Lenz** qui est un principe de modération : Un phénomène d'induction s'oppose par ses conséquences aux causes qui l'ont engendré

# ■ III.2 Loi de Faraday

On place dans le cadre de l'ARQS

#### Loi de Faraday:

Si  $\Phi_B$  varie il apparaît alors dans le circuit une force électromotrice induite du même sens que la convention d'orientation du circuit.

On a:

$$e = -\frac{\mathrm{d}\Phi_B}{\mathrm{d}t}$$

# III.3 Auto induction et couplage inductif

#### Flux propre et coefficient d'auto inductance :

Un circuit parcouru par un courant i crée un champ magnétique. Le flux correspondant dans le circuit est appelé **flux propre** et  $\Phi_P=Li$ , avec L le coefficient d'**auto inductance** ou **inductance** (en Henry)

On a  $e=-\frac{\mathrm{d}\Phi_B}{\mathrm{d}t}=-\frac{\mathrm{d}Li}{\mathrm{d}t}=-L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}$  (en convention générateur) donc on retrouve une formule du chapitre d'électricité, de même que la continuité de i peut se retrouver avec la loi de Lenz : le système limite i lors de son apparition

Ainsi l'énergie stockée dans une bobine est stockée sous forme d'énergie magnétique

Dans le cas d'un circuit avec faible enroulement on néglige les auto-inductances

Puisque le flux est additif on trouve  $e=-rac{\mathrm{d}\Phi_{\mathrm{tot}}}{\mathrm{d}t}=-rac{\mathrm{d}\Phi_{\mathrm{propre}}}{\mathrm{d}t}-rac{\mathrm{d}\Phi_{\mathrm{ext}}}{\mathrm{d}t}$ 

Ainsi deux circuits proches l'un de l'autres peuvent présenter un couplage magnétique

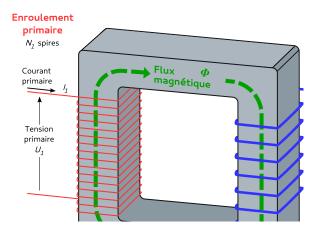
#### Inductance mutuelle:

On a  $\Phi_{1 o 2} = M i_1$  et  $\Phi_{2 o 1} = M i_2$ , avec M l'inductance mutuelle en Henry

En électricité on notera une impédance mutuelle par un

A faire (Faire un schéma et la puissance reçue avec le schema)

### 



On peut guider les lignes de champs en utilisant un guide magnétique

#### Expression de l'auto inductance :

Pour deux bobines de même longueur l avec  $N_1$  et  $N_2$  spires on a :

$$L_1=\mu_0 S \frac{N_1^2}{l}$$

#### Preuve:

On a  $B_1=\mu_0 n_i i_1=\mu_0 \frac{N_1}{l} i_1$  et  $\Phi_{\mathrm{spire}}=B_1 S$  d'où  $\Phi_{\mathrm{N,spire}}=N_1 \Phi_{\mathrm{spire}}=\mu_0 S \frac{N_1^2}{l} i_1$  donc on retrouve bien  $L_1$ 

#### Expression de la mutuelle :

Pour deux bobines de même longueur l avec  $N_1$  et  $N_2$  spires on a :

$$M = \mu_0 S \frac{N_1 N_2}{l}$$

On a 
$$\Phi_{B_1 o$$
 bobine  $2}=N_2\Phi_{B_1 o$   $1$  spire de  $2$  avec  $\Phi_{B_1 o$   $1$  spire de  $2}=\mu_0S\frac{N_1}{l}i_1$  D'où on a  $\Phi_{B_1 o$  bobine  $2}=\mu_0S\frac{N_1N_2}{l}i_1$  d'où l'expression de  $M$ 

On remarque aussi que  $M^2 = L_1 L_2$ 

La mutuelle change de signe si on pivote de 90°

Dans la matière en réalité,  $\mu_0$  n'est pas constant et dépend du matériau choisi

Dans les faits on aura des pertes dans les matériaux avec  $M_{
m r\acute{e}el} < M_{
m th}$ 

Dans le cas de l'intéraction totale on a  $\left|rac{e_1}{e_2}
ight|=rac{N_1}{N_2}$  car  $e_1=\pm e_2$ 

On utilise ce genre de dispositifs pour faire des transformateurs pour passer de basse tension à haute tension.

# IV Lois de l'induction : le cas des circuits mobiles

# 

En considérant un conducteur se déplaçant à une vitesse  $\vec{v_0}$ , on a  $e=-\frac{\delta Q}{{
m d}t}$  avec  $\delta Q$  le **flux coupé** (HP)

#### Force électromotrice :

On a 
$$e=-rac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}$$

# **⋒** IV.2 Rail de Laplace générateur

En considérant un rail de Laplace, on analyse un système de la manière suivante :

- 1. On fait une mise en équation mécanique
- 2. On fait une mise en équation électrique
- 3. On fait une équation différentielle et un bilan de puissance

Ensuite on réalise un bilan de puissances :

On multiplie par  $\dot{x}$  ou i puis on obtient un bilan qui peut faire intervenir  $Ri^2$  la puissance dissipée par effet Joule, ou encore  $\frac{\mathrm{d}\mathcal{E}_c}{\mathrm{d}t}$  comme termes

Il peut aussi y avoir des termes en plus, comme la puissance fournie par l'opérateur



# I Régression linéaire

## I.1 Explication

La régression linéaire consiste à établir une relation linéaire entre une variable dépendante yet une ou plusieurs variables indépendantes  $x_1, ..., x_n$ .

Pour cela, on utilise Python et les bibliothèques numpy et matplotlib.

### I.2 Comment faire?

### I.2.a Importer les bibliothèques

Pour importer les bibliothèques, on utilise la commande import.

```
1
     import numpy as np
     import matplotlib.pyplot as plt
```

#### I.2.b Créer les données

On considère les listes X et Y suivantes (ces données sont fictives et sont normalement issues d'une expérience réelle):

```
X = [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]
1
     Y = [1, 2.4, 3.6, 4.8, 5.5, 6.5, 7.5, 8.5, 9.5, 10.5]
```

### I.2.c Tracer le nuage de points

En physique on ne relie jamais des points expérimentaux par des segments, mais on trace un nuage de points. Pour cela, on utilise la commande plt.plot avec o comme forme.

```
1
     plt.plot(X, Y, "o")
2
     plt.label("X (unité)")
3
     plt.ylabel("Y (unité)")
4
5
     plt.show()
```

#### I.2.d Réaliser la régression linéaire

Pour réaliser la régression linéaire, on utilise la commande np. polyfit qui prend en argument les listes X et Y ainsi que le degré du polynôme (ici 1 car on veut une droite).

```
a, b = np.polyfit(X, Y, 1)
```

### I.2.e Tracer la droite de régression

Pour tracer la droite de régression, on utilise la commande plt.plot avec -- comme forme.

Pour avoir des valeurs régulières en abscisse, on utilise la commande np.linspace qui prend en argument la valeur minimale, la valeur maximale et le nombre de valeurs voulues dans l'intervalle.

```
# Si on veut laisser les points expérimentaux on utilise la commande suivante
1
     plt.plot(X, Y, "o")
2
3
     # Tracé de la droite de régression
4
     list x = np.linspace(min(X), max(X), 100) # 100 valeurs entre min(X) et max(X)
5
     plt.plot(list_x, a * np.array(list_x) + b, "--")
6
7
     plt.xlabel("X (unité)")
8
     plt.ylabel("Y (unité)")
9
10
     plt.show()
```

Il est ensuite possible de récupérer les coefficients de la droite de régression avec a et b et de les afficher.

```
print("a = ", a)
print("b = ", b)
```

Il est bien sûr aussi possible de les récupérer de manière géométrique avec une règle.

# Il Instruments d'optique

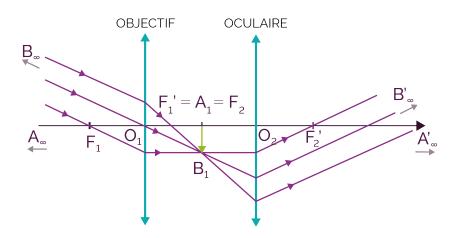
## II.1 Viseur

Le viseur est un appareil optique composé de deux lentilles convergentes appelées objectif et oculaire, avec une réticule entre les deux.

L'intérêt du viseur est que tout objet que l'on voit net à travers le viseur est à une même distance, d'où on peut estimer la distance avec un objet.

## II.2 Lunette Astronomique

La lunette astronomique est un appareil optique composé de deux lentilles convergentes appelées objectif et oculaire. On a le foyer image de l'objectif qui est le foyer objet de l'oculaire.



Ainsi la lunette permet d'observer une image à l'infini, en la grandissant avec un grandissement G, et de renvoyer une image réelle à l'infini.

## II.3 Collimateur

Le collimateur est un appareil optique composé d'une source lumineuse et d'une lentille convergente. Il permet de rendre parallèle un faisceau lumineux.

Pour cela, on place la source lumineuse au foyer principal objet de la lentille convergente.

# A III Auto-collimation

## III.1 Principe

On a une source qui éclaire, les faisceaux lumineux passent par une lentille convergente et se réfléchissent sur un miroir plan. On place un écran dans le plan de l'objet (c'est à dire le plan de la source lumineuse).

## Réalisation

### III.2.a Montage

On effectue donc le montage expliqué précédemment.

L'intérêt de l'auto-collimation est de déplacer la lentille pour observer différents phénomènes.

### lacktriangledas 4f III.2.b Règle des 4f

Comme vu dans le chapitre d'optique géométrique, on a la règle des 4f qui donne une condition pour observer une image.

Si cette condition est respectée, on dispose de 2 positions pour observer une image nette.

# IV Euler

## IV.1 Présentation

La méthode d'Euler est une méthode de résolution numérique d'équations différentielles. Elle est basée sur le principe de la tangente à la courbe représentative de la solution de l'équation différentielle.

## A IV.2 Principe algorithmique

On considère une équation différentielle de la forme y'=f(x,y), avec f une fonction continue. On cherche à déterminer une fonction y telle que y'=f(x,y).

On divise l'intervalle  $[t_{\min}, t_{\max}]$  en n sous-intervalles de longueur  $\Delta t$  (appelé pas de résolution). Et on a donc  $t_k$  =  $t_{\min} + k * \Delta t$ .

On cherche à déterminer  $y_k$  tel que  $y_k$  =  $y(t_k)$ . Puisque l'on connaît  $y_0$  (on connaît  $y(t_{\min})$ ), on peut déterminer tous les  $y_k$  en utilisant la relation de récurrence suivante :

$$y_{k+1} = y_k + f(t_k, y_k) * \Delta t$$

## IV.3 Exemple d'application

On considère la fonction euler suivante :

```
1
      def euler(F, y_0, tmin, tmax, dt):
                                                                                         2
2
          list_t = np.arange(tmin, tmax + dt, dt)
3
          N = len(list_t)
4
          y = np.zeros(N)
5
6
          y[0] = y_0
7
8
          for k in range(N - 1):
9
              y[k + 1] = y[k] + F(y[k], tmin + k * dt) * dt
10
11
          return list_t, y
```

On considère l'équation différentielle y' = y avec y(0) = 1.

On a donc f(x, y) = y et  $y_0 = 1$ .

On peut donc définir la fonction F suivante :

```
1 def F(y, x): return y
```

On peut alors tracer la solution de l'équation différentielle sur l'intervalle [0, 10] avec un pas de résolution de 0.1 (valeurs prises pour l'exemple) :

```
1
      import matplotlib.pyplot as plt
2
     t, y = euler(F, 1, 0, 10, 0.1)
3
 4
5
      plt.clf()
6
      plt.figure()
7
8
      plt.plot(t, y, ".") # On ne relie pas les points en physique
9
      plt.xlabel("X (unité)")
10
      plt.ylabel("Y (unité)")
11
12
      plt.legend()
13
      plt.show()
14
```

Il sera donc possible de visualiser l'allure de la solution de l'équation différentielle.

## IV.4 Bonnes pratiques

Il faut toujours vérifier que le pas de résolution est suffisamment petit pour que la solution obtenue soit proche de la solution réelle.

Si le pas de résolution est trop grand, la solution obtenue sera très éloignée de la solution réelle.

Mais si le pas de résolution est trop petit, le temps de calcul sera très long.

Il faut donc trouver un compromis entre la précision de la solution et le temps de calcul.

### V Multimètre

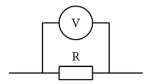
#### V.1 Présentation

Le multimètre est un appareil de mesure qui permet de mesurer des grandeurs électriques telles que la tension, l'intensité ou la résistance. On appelle voltmètre la partie du multimètre qui permet de mesurer la tension, ampèremètre la partie qui permet de mesurer l'intensité et ohmmètre la partie qui permet de mesurer la résistance.

#### N.2 Voltmètre

Pour mesurer la tension aux bornes d'un dipôle, il faut brancher le voltmètre en dérivation du dipôle.

Il faut brancher le + sur la borne  $\Omega$  et le - sur la borne COM.



Pour avoir une mesure correcte, il faut que le voltmètre ait une résistance interne très grande devant la résistance du dipôle. (Le voltmètre est modélisé par un interrupteur ouvert.)

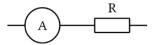
Il est aussi possible d'ajuster le RANGE du voltmètre pour avoir une mesure avec différents ordres de grandeur.



#### V.3 Ampèremètre

Pour mesurer l'intensité qui traverse un dipôle, il faut brancher l'ampèremètre en série avec le dipôle.

Il faut brancher le + sur la borne mA (ou  $\mu A$ ) et le - sur la borne COM.



Pour avoir une mesure correcte, il faut que l'ampèremètre ait une résistance interne très faible devant la résistance du dipôle. (L'ampèremètre est modélisé par un fil.)

Il est aussi possible d'ajuster le RANGE de l'ampèremètre pour avoir une mesure avec différents ordres de grandeur.



#### Attention:

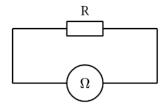
Il est très important de faire attention aux valeurs maximales que peut mesurer l'ampèremètre. Si le courant est trop fort, l'ampèremètre peut être endommagé.



#### V.4 Ohmmètre

Pour mesurer la résistance d'un dipôle, il faut brancher l'ohmmètre en série avec le dipôle. Il faut que le dipôle ne soit pas alimenté.

Il faut brancher le + sur la borne  $\Omega$  et le - sur la borne COM.



Il est aussi possible d'ajuster le RANGE de l'ohmmètre pour avoir une mesure avec différents ordres de grandeur.



#### Attention:

Il est primordial de ne pas alimenter le dipôle pour utiliser l'ohmmètre.

### NI Pont de Wheatstone

#### NI.1 Présentation

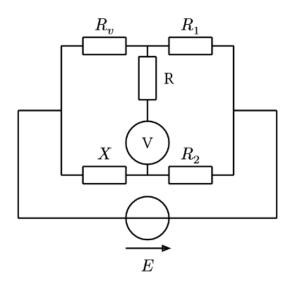
Le pont de Wheatstone est un montage électrique utilisé pour mesurer une résistance inconnue. Il est composé de quatre résistances, dont une inconnue, et d'une source de tension. Il est utilisé dans de nombreux domaines, notamment en physique pour mesurer la résistance d'un conducteur, ou en médecine pour mesurer la résistance de la peau.

### NI.2 Principe

Le principe du pont de Wheatstone est de mesurer la valeur de la résistance inconnue en équilibrant le pont. Pour cela, on utilise un voltmètre pour arriver à l'équilibre. On peut alors déterminer la valeur de la résistance inconnue à partir des valeurs des autres résistances.

### VI.3 Montage

Le montage du pont de Wheatstone est le suivant :



77

## VI.4 Équilibre du pont de Wheatstone

Pour que le pont de Wheatstone soit équilibré, il faut que la tension aux bornes du voltmètre soit nulle. On a alors :

$$\frac{R_v}{X} = \frac{R_1}{R_2}$$

## NI.5 Mesure de la résistance inconnue

On peut alors déterminer la valeur de la résistance inconnue à partir des valeurs des autres résistances :

$$X = \frac{R_2 R_v}{R_1}$$

# NII Oscilloscope

## **VII.1** Présentation

L'oscilloscope est un appareil de mesure qui permet de visualiser des signaux électriques. Il est composé d'un écran sur lequel on peut voir le signal, de boutons pour régler les paramètres de mesure et de sondes pour connecter l'oscilloscope au circuit à mesurer.

## VII.2 Montage

## NII.2.a Schématisation

L'oscilloscope se schématise donc par  $\uparrow$ ,  $\uparrow$  et une masse, chaque flèche représentant une voie de mesure.

Ici sur le schéma, la voie 1 mesure E et la voie 2 mesure U aux bornes du condensateur.

## VII.2.b Spécificité

Le condensateur étant relié à la Terra, il est important de faire attention aux branchements notamment celui de la masse. C'est pour cette raison qu'on respectera le code couleurs des fils.

## VII.3 Utilisation

## NII.3.a Allumage et branchements

Quand on allume l'oscilloscope, les boutons vont clignoter. Il faut alors attendre que l'oscilloscope soit prêt, quand le bouton STOP est en vert.

Il est ensuite possible de braancher 2 voies et de les allumer ou non avec les boutons portant leur numéro.

# 🐧 VII.3.b Réglage horizontal

Il est possible d'ajouter un retard à l'oscilloscope en tournat le petit bouton "horizontal" L'échelle est quand à elle changeable via le grand bouton "horizontal"

#### 👰 VII.3.c Réglage vertical

L'échelle verticale (soit celle de l'amplitude des signaux) est réglable avec le bouton au dessus de celui pour activer/désactiver une voie.

De même il est possible de translater une voie avec le bouton en dessous de chaque voie.

#### NII.3.d Seuil

Il y a une molette seuil permettant de changer la valeur seuil, c'est à dire la valeur pour stabiliser l'oscilloscope.

#### NII.3.e Curseurs

Le bouton CURSOR permet d'ajouter des curseurs sur les axes X et Y afin de faire des mesures précises, c'est notamment utile pour trouver une période ou un amplitude

#### NII.3.f Meas

La fonction MEAS permet de traiter directement dans l'oscilloscope, elle permet de trouver un déphasage, une amplitude ou une période sans avoir à s'embêter avec des curseurs.

Cette méthode est plus simple et plus précise.

### A VII.3.g Type d'acquisition

En TP on utilise normalement le mode d'acquision "normal" mais si l'oscilloscope a un comportement étrange il est possible d'utiliser la fonction de moyennage qui permet de lisser le signal.

A noter aussi que si l'oscilloscope est vraiment trop étrange, il est possible de le réinitialiser ou de le brancher sur une source externe (en utilisant un GBF par exemple).

# NIII Monte-Carlo

### NIII.1 Présentation

En pratique en faisant des manipulations on a des incertitudes sur les mesures. La méthode Monte-Carlo permet de propager les distributions d'incertitudes sur les mesures pour obtenir une incertitude sur une grandeur finale.

## VIII.2 Procédé

## VIII.2.a Étape 1

On détermine au moins une valeur et son incertitude pour chaque grandeur mesurée (plus il y a de valeurs, plus la méthode est précise).

Ainsi pour chaque valeur on va postuler la distribution de probabilité de la valeur mesurée.

## VIII.2.b Étape 2

On génère un grand nombre de valeurs pour chaque grandeur mesurée en utilisant la distribution de probabilité postulée. On calcule alors la valeur de la grandeur finale pour chaque jeu de valeurs.

## NIII.2.c Étape 3

La valeur finale s'obtient donc avec la valeur moyenne des valeurs obtenues et l'incertitude s'obtient avec la largeur de la distribution obtenue.

## NIII.3 Et sur des régressions linéaires?

Pour une régression linéaire, on peut utiliser la méthode Monte-Carlo pour propager les incertitudes sur les valeurs mesurées et obtenir une incertitude sur les coefficients de la droite de régression.

### VIII.3.a Étape 1

Dans un premier temps, on détermine les valeurs et les incertitudes pour chaque grandeur mesurée.

On réalise ensuite une régression linéaire pour obtenir les coefficients de la droite de régression.

#### R VIII.3.b Étape 2

Par la méthode Monte-Carlo, on génère un grand nombre de valeurs pour chaque grandeur mesurée en utilisant la distribution de probabilité postulée.

De même, on génère un grand nombre de droites de régression en utilisant les valeurs générées pour chaque grandeur mesurée.

Enfin on calcule la valeur moyenne des coefficients de la droite de régression et l'incertitude sur ces coefficients.

C'est gagné!





## I Analyse dimensionnelle







# l.3 Homogénéité

Unité	Unités SI	Dimension	Relation
Volts (V)			

#### II Incertitudes

En physique les mesures sont souvent associées à des incertitudes sur ces dernières. Il est important de les propager pour pouvoir vérifier nos résultats et les confronter à la réalité.

On parle de mesurande pour la grandeur que l'on souhaite mesurer et de mesurage pour le processus de mesure.

Les erreurs peuvent être dues à des erreurs aléatoires (bruit des mesures) ou des erreurs systématiques (une erreur de montage par exemple)

## II.1 Incertitude type A

Une incertitude de type A correspond à une multiplication de mesure dans les mêmes conditions, on note  $x_1, ..., x_n$  ces mesures

Ensuite on fait la moyenne  $\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{n} x_i$ 

Mais cette moyenne varie d'un échantillon à un autre donc  $\langle x \rangle$  possède aussi une incertitude :

#### Incertitude d'une moyenne:

On a

$$u(\langle x \rangle) = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$$

l'incertitude sur cette moyenne avec  $\sigma=\sqrt{rac{1}{N-1}\sum\left(x_i-\langle x
angle
ight)^2}$  l'écart type expérimental

Ainsi plus on réalise de mesures plus elle sera précise au final mais dans la pratique on ne réalise pas souvent des miliers de mesure donc on peut avoir recours à des méthodes de régression linéaires ou Monte Carlo

## 

Dans le cas des incertitudes de type B on détermine l'incertitude à partir des propriétés de l'outil qui servent à réaliser les mesures

Pour une règle on prendra une demi graduation

Pour une horloge qui bat la seconde on prendra  $0.5\,\mathrm{s}$ 

De manière plus générale pour avoir l'incertitude d'un outil il est intéressant de prendre la notice

## 

On est souvent amenés à avoir plusieurs incertitudes sur une valeur finale ainsi il est intéressant de pouvoir composer des incertitudes

#### ☑ II.3.a Somme d'incertitudes

Supposons que x = a + b (ou x = a - b)

On a alors 
$$u(x) = \sqrt{{(u(a))}^2 + {(u(b))}^2}$$

#### ☑ II.3.b Produit d'incertitudes

Supposons que x = ab (ou  $x = \frac{a}{b}$ )

On a alors 
$$\frac{u(x)}{x} = \sqrt{\left(\frac{u(a)}{a}\right)^2 + \left(\frac{u(b)}{b}\right)^2}$$
 souvent réécrite  $u(x) = x\sqrt{\left(\frac{u(a)}{a}\right)^2 + \left(\frac{u(b)}{b}\right)^2}$ 



#### Attention:

Il ne faut pas oublier le x dans l'expression sinon on en perd tout son sens

## 

On notera un résultat de mesure par  $X=(x\pm \Delta x)$  unité

On fera notamment attention à garder un nombre cohérent de chiffres significatifs avec les données de l'énoncé : on ne garde que le même nombre de chiffres significatifs que la valeur qui en a le moins dans l'énoncé.

De plus on n'arrondit jamais une incertitude à l'inférieur et on garde au maximum ou deux chiffres significatifs sur l'incertitude



#### Attention:

On ne met jamais plus de chiffres significatifs à l'incertitude qu'à la valeur : ça n'as pas de sens!

## II.5 Écart normalisé

Pour regarder la compatibilité d'une valeur on va regarder les intervalles de confiance et considérér **l'écart normalisé** ou **z-score** 

#### Expression de l'écart normalisé :

On a

$$z = \frac{|x_1 - x_2|}{\sqrt{{u(x_1)}^2 + {u(x_2)}^2}}$$

Si |z|>1 il y a 68% de chance que les valeurs soient incompatibles Si |z|>2 il y a 95% de chance que les valeurs soient incompatibles Si |z|>3 il y a 99% de chance que les valeurs soient incompatibles

Ainsi on comparera souvent cette valeur à 2 pour avoir un intervalle de confiance à 95%

# III Équations différentielles

En physique on est souvent amené à résoudre des équations différentielles pour modéliser des phénomènes physiques. On peut les résoudre de manière analytique ou numérique.

Une résolution numérique est réalisée avec la méthode d'Euler (voir les fiches TP).

## III.1 Équations linéaires d'ordre 1

#### Équation différentielle linéaire d'ordre 1 :

La forme générale d'une équation différentielle linéaire d'ordre 1 est

$$y' + \frac{1}{\tau}y = \frac{y_{\infty}}{\tau}$$

avec  $y_{\infty}$  une constante

On dit que  $\tau$  est le **temps caractéristique** du système.

#### Forme générale de la solution :

La solution générale de cette équation est

$$y(t) = y_{\infty} + A \exp^{-\frac{t}{\tau}}$$

avec A obtenu par les conditions initiales

## III.2 Équations linéaires d'ordre 2

Dans le cadre d'un oscillateur harmonique on a :

#### Équation différentielle linéaire d'ordre 2 :

La forme générale d'une équation différentielle linéaire d'ordre 2 est

$$y''+\omega_0^2y=\omega_0^2y_\infty$$

avec  $y_{\infty}$  une constante



#### Attention:

On fera attention au + sans quoi l'oscillateur n'est pas harmonique

On dit que  $\omega_0$  est la **pulsation propre** du système.

#### Forme générale de la solution :

La solution générale de cette équation est

$$y(t) = y_{\infty} + A\cos(\omega_0 t) + B\sin(\omega_0 t)$$

avec A et B obtenus par les conditions initiales

Dans le cas d'un oscillateur amorti on a :

#### Équation différentielle linéaire d'ordre 2 amortie :

La forme générale d'une équation différentielle linéaire d'ordre 2 est

$$y'' + \frac{\omega_0}{Q}y' + \omega_0^2 y = \omega_0^2 y_\infty$$

avec  $y_{\infty}$  une constante

On dit que Q est le **facteur de qualité** du système et  $\omega_0$  la **pulsation propre** du système.

Dans les systèmes avec beaucoup d'oscillations on a Q le nombre d'oscillations avant l'arrêt.

Selon la valeur de Q on a différents régimes :

- Si  $Q < \frac{1}{2}$  on a un **régime apériodique**
- Si  $Q=\frac{1}{2}$  on a un **régime critique**
- Si  $Q > \frac{1}{2}$  on a un **régime pseudo-périodique**

Ces différents régimes sont en fait liés au discriminant du polynôme caractéristique de l'équation différentielle, on retrouve donc le cadre des mathématiques.



#### III.2.a Régime apériodique

#### Régime apériodique :

Pour un régime apériodique on a

$$y(t) = y_{\infty} + Ae^{-\frac{t}{\tau_1}} + Be^{-\frac{t}{\tau_2}}$$

avec A et B obtenus par les conditions initiales

On trouve  $\tau_1$  et  $\tau_2$  en résolvant le polynôme caractéristique de l'équation différentielle avec  $au_1 = -rac{1}{r_1}$  et  $au_2 = -rac{1}{r_2}$ 



#### Régime critique:

Pour un régime critique on a

$$y(t) = y_{\infty} + (A + Bt)e^{-\frac{t}{\tau}}$$

avec A et B obtenus par les conditions initiales

On trouve au en résolvant le polynôme caractéristique de l'équation différentielle avec  $au=-rac{1}{r}$ 

## 🛃 III.2.c Régime pseudo-périodique

#### Régime pseudo-périodique :

Pour un régime pseudo-périodique on a

$$y(t) = y_{\infty} + (A\cos(\omega t) + B\sin(\omega t))e^{-\frac{t}{\tau}}$$

avec A et B obtenus par les conditions initiales

On trouve  $\omega$  et  $\tau$  en résolvant le polynôme caractéristique de l'équation différentielle avec ses solutions  $x=-\frac{1}{\tau}\pm i\omega$ 



#### Attention:

On ne peut plus trouver au le temps caractéristique avec les méthodes qui seront développées ensuite, mais avec le décrément logarithmique

## III.3 Résolution avec les complexes

On peut résoudre une équation différentielle en se souvenant que  $rac{{
m d}i}{{
m d}t}=j\omega \underline{i}$ 

Ainsi on peut réécrire une équation différentielle sous forme complexe.

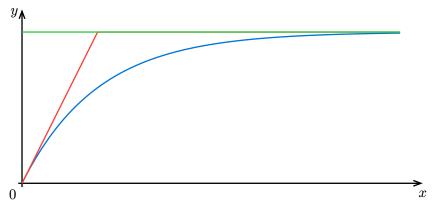
On rappelle aussi que  $\cos(\omega t)=e^{j\omega t}$  et  $\sin(\omega t)=-\omega e^{j\omega t}$ 

Ainsi on peut obtenir l'expression de l'amplitude avec le module de la solution complexe et la phase avec l'argument de la solution complexe.

# 

Il existe plusieurs manières de trouver le temps caractéristique

## III.4.a Méthode des tangentes



Le point d'intersection de la tangente avec la valeur finale donne le temps caractéristique

- ☑ III.4.b Méthode des 63%
- ☑ III.4.c Décrément logarithmique

# Table des matières

🔭 I Introduction à l'optique	4	III.1 Oscillateur harmonique	18
🔭 I.1 Généralités	4	∮ III.2 Oscillateur amorti	18
🧩 I.2 Caractérisation spectrale des		✔ III.2.a Généralités	18
sources lumineuses	4	III.2.b Régime apériodique	19
🧩 I.3 Source lumineuse ponctuelle, ray	on/	✔ III.2.c Régime critique	19
lumineux	5	∮ III.2.d Régime pseudo-périodique	20
🔭 I.4 Approximation de l'optique		♣ IV Circuits en régime sinusoidal forcé	20
géométrique	6	<b>♦</b> IV.1 Régime transitoire	20
🧩 I.5 Lois de Snell-Descartes	6	∮ IV.2 Vocabulaire des signaux	
🔭 I.5.a Lois de l'optique géométrique	e 6	périodiques	21
🔭 I.5.b Réflexion totale	6	∮ IV.3 Déphasage entre signaux	21
🔭 II Lentilles minces et miroir plan	7	<b>♦</b> IV.4 Représentation complexe d'un	
🔭 II.1 Vocabulaire	7	signal harmonique	22
🔭 II.2 Lentilles minces	7	<b>♦</b> IV.5 Impédances complexes	22
TI.2.a Lentille convergente	8	<b>♦</b> IV.5.a Généralités	22
🔭 II.2.b Lentille divergente	8	♦ IV.5.b Comportement basse et ha	ute
TI.3 Constructions	8	tension	23
🔭 II.4 Relations de conjugaison	9		23
$\Re$ II.5 Condition $4f'$	9	∮ IV.7 Étude d'un circuit	23
🔭 III L'oeil	10	<b>♦</b> IV.8 Résonnance	24
♣ I Introduction à l'électricité	11	<b>♦</b> V Filtrage	24
∮ I.1 Généralités	11	♦ V.1 Spectre d'un signal, décompositi	ion
∮ I.1.a Charge électrique	11	de Fourier	24
∮ I.1.b Courant électrique	11	♦ V.2 Réponse fréquentielle d'un	
∮ I.1.c Dipôle, branche, maille, circui	t	quadripole	25
11		♦ V.3 Filtre d'ordre 1	25
∮ I.1.d Intensité électrique	11	♦ V.4 Filtre d'ordre 2	26
∮ I.2 La tension électrique	11	🕼 I Introduction aux ondes	27
I.3 Approximation des régimes quas	i	I.1 Définition et exemples	27
stationnaires (ARQS)	12	I.2 Célérité, couplage temps/espace	27
∮ I.4 Résistors	12	I.3 Ondes planes progressives	
I.5 Associations des résistors	13	harmoniques	28
∮ I.6 Ponts diviseurs	13	I.4 Puissance d'une onde	28
∮ I.7 Générateurs	14	🕼 I.5 Spectre d'une onde périodique	29
I.7.a Générateur de tension	14	🗗 II Diffraction/Interférences	29
I.7.b Générateurs de courant (HP)	14	II.1 Diffraction	29
♣ II Circuits d'ordre 1	15	🕼 II.2 Interférences	30
♦ II.1 Le condensateur	15	🕼 III La lumière onde	31
II.1.a Généralités	15	🕼 III.1 Généralités	31
II.1.b Associations	15	🕼 III.2 Modèle scalaire	31
♦ II.2 Charge d'un condensateur	16	🕼 III.3 Diffraction	32
	16	🕼 III.4 Interférences	32
II.3.a Généralités	16	% I Cinématique du point	33
II.3.b Associations	17	% I.1 Généralités	33
	18	% I.2 Observateur, repère, référentiel	33

🐪 I.3 Position, vitesse, accélération	33	V.2 Propriétés de mouvement dans	un
🗞 I.3.a Coordonnées cartésiennes	34	champ de force centrale	44
🗞 I.3.b Coordonnées cylindriques	34	% V.3 Approche énergétique, cas d'un	e
🖔 I.3.c Coordonnées sphériques	35	force conservatrice	44
📞 I.3.d Base de Frenet	35	🗞 V.4 Lois de Kepler	45
🗞 I.4 Description de quelques		🗞 V.5 Jour solaire vs jour sidéral	45
mouvements	36	🗞 VI Mécanique du solide	45
📞 I.4.a Mouvement uniforme 1D	36	∜ VI.1 Généralités	45
🗞 I.4.b Mouvement circulaire unifor	me	% VI.2 Mouvements de translation	46
36		% VI.2.a Aspect cinématique	46
% I.4.c Mouvement uniformément		∜ VI.2.b Grandeurs cinétiques	46
accéléré	36	∜ VI.2.c Loi de la quantité de	
% II Dynamique du point	36	mouvement	47
🖏 II.1 Masse, centre de masse, quantit	é	% VI.3 Mouvement de rotation par	
de mouvement	36	rapport à un axe fixe	47
% II.2 Les lois de Newton	36	% VI.3.a Aspect cinématique	47
🖔 II.2.a 1ère loi de Newton	36	% VI.3.b Moment d'inertie	48
🗞 II.2.b 2ème loi de Newton	37	% VI.3.c Actions mécanique et	
🖏 II.2.c 3ème loi de Newton	37	condition d'équilibre	48
🖏 II.3 Méthode de résolution des		% VI.3.d Théorème du moment	
exercices	37	cinétique pour un solide	49
🖏 II.4 Forces à connaître	37	% VI.4 Énergétique du solide	49
🗞 II.4.a Poids	37		51
🗞 II.4.b Poussée d'Archimède	38	I.1 Généralités	51
🗞 II.4.c Réaction d'un support	38		51
🗞 II.4.d Tension d'un fil inextensible	38		51
🗞 II.4.e Force de rappel élastique (lo	oi	I.2.b Température	51
de Hooke)	38	I.3 Équilibre thermodynamique	51
📞 II.4.f Force de frottement	38	I.4 Modèle des gaz parfaits	52
% II.5 Intéractions à connaître	38	II Premier principe	52
% II.5.a Intéraction gravitationnelle	38	II.1 Énergie interne, capacité thermi	que
% II.5.b Intéraction coulombienne	39	à volume constant	52
% III Énergétique du point	39	II.2 Premier principe	52
% III.1 Travail et puissance d'une force	39	II.3 Types de transformations	53
% III.2 Théorème de l'énergie cinétiqu	e	II.4 Travail des forces de pression	53
39		II.4.a Cas isochore	53
% III.3 Force conservative, énergie		II.4.b Cas isotherme	53
potentielle	40	II.4.c Mécanique réversible	53
% III.4 Théorème de l'énergie mécanic	que	II.5 Diagramme de Watt	53
40		II.6 Enthalpie	54
% III.5 Graphe d'énergie potentielle	41	III Second principe	54
🔧 IV Loi du moment cinématique	42	III.1 Entropie et second principe	55
% IV.1 Approche vectorielle	42	III.2 Irréversibilité d'une	
∜ IV.2 Approche scalaire	42	transformation thermodynamique	55
🖔 V Mouvement dans un champ de force	e	<ul> <li>III.3 Identité thermodynamique (HP</li> </ul>	)
newtonien	43	55	
% V.1 Statuer sur le caractère central	43	III.4 Entropie des gaz parfaits, lois d	е

Laplace	56	inductif	69
III.5 Entropie des phases condensée	es	🚹 III.4 Influence totale	70
56			its
IV Flux thermiques	56	mobiles	71
■ IV.1 Flux thermique, puissance	56	🖍 IV.1 Force électromotrice d'un circu	ıit
	57	en mouvement	71
IV.3 Échanges conductovectifs	57	🖍 IV.2 Rail de Laplace générateur	71
IV.4 Analogie électrique	57	🗟 I Régression linéaire	72
♦ V Machines thermiques	58	🗟 I.1 Explication	72
<ul> <li>V.1 Description générale d'une</li> </ul>		I.2 Comment faire?	72
machine thermique cyclique	58	I.2.a Importer les bibliothèques	72
V.2 Les moteurs	58	💁 I.2.b Créer les données	72
V.3 Rendement, efficacité	59	I.2.c Tracer le nuage de points	72
♦ VI Changement de phase du corps pu	r	I.2.d Réaliser la régression linéair	·e
59		72	
VI.1 Échauffement isobare d'un cor	ps	I.2.e Tracer la droite de régressio	n
pur	59	72	
♦ VI.2 Diagramme ( <i>P</i> , <i>T</i> ), Clapeyron	60	🗟 II Instruments d'optique	73
lack VI.3 Diagramme ( $P$ , $v$ ), isotherme		 -	73
d'Andrews	60	🖳 II.2 Lunette Astronomique	73
♦ VI.4 Enthalpie et entropie de		II.3 Collimateur	74
changement d'état	61	🔊 III Auto-collimation	74
			74
particules chargées	62	👰 III.2 Réalisation	74
	62	🚨 III.2.a Montage	74
🚹 I.2 Origine électrique	62	lacksquare III.2.b Règle des $4f$	74
I.3 Origine magnétique	62	🔊 IV Euler	74
🐧 II Généralités sur le champ magnétique	ue	🗟 IV.1 Présentation	74
63		🗟 IV.2 Principe algorithmique	74
🖪 II.1 Généralités	63	IV.3 Exemple d'application	75
🔝 II.2 Dépendance courant électrique	et	IV.4 Bonnes pratiques	75
lignes de champ	63	💁 V Multimètre	76
🔝 II.3 Champ magnétiques continus c	lans	🗟 V.1 Présentation	76
la nature	64	🗟 V.2 Voltmètre	76
🚹 II.4 Moment magnétique, dipôle		🗟 V.3 Ampèremètre	76
magnétique	65	🗟 V.4 Ohmmètre	76
🚹 II.5 Créer un champ magnétique	65	👰 VI Pont de Wheatstone	77
🚹 II.6 Lire une carte magnétique	65	🗟 VI.1 Présentation	77
🚹 II.7 Action mécanique d'un champ		🗟 VI.2 Principe	77
magnétique sur un système physique	66	🗟 VI.3 Montage	77
🚹 II.8 Approche énergétique : Puissan	ice	🗟 VI.4 Équilibre du pont de Wheatsto	ne
des forces de Laplace	68	78	
■ III Lois de l'induction : le cas des circu	its	🗟 VI.5 Mesure de la résistance inconn	ue
fixes	68	78	
🚹 III.1 Les phénomènes d'induction	68	👰 VII Oscilloscope	78
🚹 III.2 Loi de Faraday	69	VII.1 Présentation	78
🚹 III.3 Auto induction et couplage		🗟 VII.2 Montage	78

🛂 VII.2.a Schématisation	78
💁 VII.2.b Spécificité	78
👰 VII.3 Utilisation	78
VII.3.a Allumage et branchemer	nts
78	
NII.3.b Réglage horizontal	78
NII.3.c Réglage vertical	79
NI.3.d Seuil	79
<del>-</del>	
Nu. 2 Curseurs	79
VII.3.f Meas	79
NII.3.g Type d'acquisition	79
VIII Monte-Carlo	79
🗟 VIII.1 Présentation	79
🗟 VIII.2 Procédé	79
💁 VIII.2.a Étape 1	79
💁 VIII.2.b Étape 2	79
NIII.2.c Étape 3	79
VIII.3 Et sur des régressions linéai	res?
80	
NIII.3.a Étape 1	80
NIII.3.b Étape 2	80
I Analyse dimensionnelle	81
I.1 Système SI	81
<del></del>	01
	01
dimension	81
l.3 Homogénéité	81
Il Incertitudes	81
II.1 Incertitude type A	81
II.2 Incertitude type B	82
II.3 Composer des incertitudes	82
II.3.a Somme d'incertitudes	82
II.3.b Produit d'incertitudes	82
	82
II.5 Écart normalisé	82
III Équations différentielles	83
III.1 Équations linéaires d'ordre 1	83
III.2 Équations linéaires d'ordre 2	83
III.2.a Régime apériodique	84
III.2.b Régime critique	85
III.2.c Régime critique	
III.3 Résolution avec les complexe	
III.4 Temps caractéristique	85
	85
III.4.b Méthode des 63%	86
📓 III.4.c Décrément logarithmique	
🗃 III.5 Autres équations	86
Table des matières	87