

Mécanique Thermique BUT

**L'essentiel du cours,
exercices avec
corrigés détaillés**

Thierry Alhalel

Professeur à l'IUT de Blagnac

Adriana Soveja

Maître de conférences à l'IUT de Blagnac

DUNOD

Avec la collaboration scientifique de Nicolas Champavert.

Graphisme de couverture : Elizabeth Riba

© Dunod, Paris, 2022

11 rue Paul Bert, 92240 Malakoff

www.dunod.com

ISBN 978-2-10-084449-4

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2° et 3° a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.

Table des matières

1	Mécanique des fluides	1
1.1	Rappels de cours	1
1.1.1	Les grandeurs de la mécanique des fluides	1
1.1.2	Statique des fluides	2
1.1.3	Dynamique des fluides parfaits	2
1.1.4	Fluides visqueux et nombre de Reynolds	3
1.1.5	Rugosité d'une conduite	4
1.1.6	Pertes de charge régulières ou linéaires	4
1.1.7	Le diagramme de Moody	6
1.1.8	Les pertes de charges singulières	6
1.2	Exercices	8
1.2.1	Statique des fluides	8
1.2.2	Dynamique des fluides	18
1.2.3	Pertes de charge	27
2	Thermodynamique	41
2.1	Rappels de cours	41
2.1.1	Grandeurs thermodynamiques et unités	41
2.1.2	Vocabulaire thermodynamique	43
2.1.3	Le premier principe de la thermodynamique	43
2.1.4	Le second principe de la thermodynamique	44
2.1.5	Les coefficients thermodynamiques et thermoélastiques	45
2.1.6	Le gaz parfait et les gaz réels	45
2.1.7	Corps pur et changement de phases	46
2.1.8	Chaleur latente de changement d'état	48
2.1.9	Notion d'humidité de l'air et diagramme psychrométrique	49
2.1.10	Dérivées partielles en thermodynamique	52
2.2	Exercices	53
2.2.1	Exercices généraux et calorimétrie	53
2.2.2	Application du premier principe de la thermodynamique	57
2.2.3	Application du deuxième principe de la thermodynamique	61
2.2.4	Coefficients thermoélastiques, gaz parfait et gaz réels	65
2.2.5	Phases et changement de phase	74

3	Machines thermiques	79
3.1	Le cycle thermodynamique théorique Carnot	79
3.1.1	Le moteur de Carnot ditherme	79
3.1.2	Les autres machines thermiques dithermes (cycle de Carnot)	81
3.2	Les machines réelles	82
3.2.1	L'inégalité de Clausius	82
3.2.2	Le diagramme de Mollier	83
3.2.3	Relation entre l'efficacité η et le COP	83
3.3	Exercices	85
4	Transferts thermiques	103
4.1	Rappels de cours	103
4.1.1	Conduction	103
4.1.2	Convection	109
4.1.3	Rayonnement	113
4.2	Exercices	116
4.2.1	Conduction et résistance thermique	116
4.2.2	Convection et échangeur de chaleur	122
4.2.3	Rayonnement	127
5	Caractéristiques et résistance des matériaux	133
5.1	Rappels de cours	133
5.1.1	Classification et caractérisation des matériaux	133
5.1.2	Comportement mécanique et thermo-mécanique	134
5.1.3	Résistance des matériaux	136
5.2	Exercices	140
5.2.1	Comportement mécanique	140
5.2.2	Résistance des matériaux	148
6	Mécanique des solides indéformables	159
6.1	Rappels de cinématique et dynamique du point matériel	159
6.1.1	Cinématique	159
6.1.2	Les lois de Newton	160
6.1.3	Énergie	161
6.1.4	Vecteur moment cinétique	161
6.2	Caractéristiques mécaniques d'un solide	162
6.2.1	Conditions d'équilibre d'un solide	162
6.2.2	Masse et centre de masse d'un solide	162
6.2.3	Notion de moment d'inertie par rapport à un axe	162
6.2.4	Notion de base principale d'inertie	163
6.2.5	Les moments d'inertie des principaux solides simples	164
6.2.6	Théorème de Huyghens	165
6.3	Solide en mouvement autour d'un axe fixe	165
6.4	Exercices	166

7 Incertitudes et ajustements en physique	189
7.1 Rappels de cours	189
7.1.1 Présentation d'un résultat expérimental	189
7.1.2 Le calcul des incertitudes	191
7.1.3 La notion d'intervalle de confiance - incertitudes élargies	194
7.1.4 Ajustement de données	195
7.1.5 Le test du χ^2	199
7.2 Exercices	200
7.2.1 Propagation des incertitudes	200
7.2.2 Incertitudes de type A et B	204
7.2.3 Incertitudes élargies - intervalle de confiance	208
7.2.4 Ajustements	210
7.2.5 Test du χ^2	214
7.3 Les tables	217
8 Capteurs, Arduino et Python	221
8.1 Les outils de base en Python	221
8.1.1 Fonctions et librairies	225
8.1.2 Les pièges et ce qu'il faut savoir en Python	227
8.2 Le guide de survie Arduino (et Python)	228
8.2.1 Un code minimal en Arduino	229
8.3 Exercices et problèmes	230
8.3.1 Premier problème : autour de Python	230
8.3.2 Deuxième problème : traitement de données en Python	235
8.3.3 Troisième problème : capteurs et Arduino	243

Chapitre 1

Mécanique des fluides

1.1 Rappels de cours

1.1.1 Les grandeurs de la mécanique des fluides

On étudie dans ce chapitre des notions de mécanique des fluides :

- la statique des fluides, où le fluide considéré est globalement au repos,
- la dynamique des fluides parfaits, où le fluide en mouvement est supposé sans viscosité,
- la dynamique des fluides visqueux, où le fluide en mouvement a une viscosité non nulle, en insistant surtout sur les pertes de charge dans les conduites.

Une notion essentielle dans cette partie est celle de **ligne de courant**, qui permet à chaque instant de décrire le fluide en mouvement. On la définit comme étant la courbe tangente à la vitesse des particules de fluide à un instant t donné. Cette notion représente la « photo instantanée », à un instant précis du comportement global du fluide.

Il ne faut pas la confondre avec celle de trajectoire d'une **particule** au cours du temps, qui en suit le mouvement. Notons aussi cette notion de « particule » de fluide, qui représente en fait une assemblée macroscopique de molécules, considérée comme une unité se déplaçant comme un « bloc ».

Rappelons aussi que tous les fluides (ou presque) présentent une certaine viscosité, même minime. La notion de fluide parfait, non visqueux, est une idéalisation, pratique, qui approche souvent le comportement réel d'un fluide visqueux, que l'on pourra caractériser par sa viscosité cinématique, ou bien sa viscosité dynamique.

Dans toute la suite on note :

- ρ la masse volumique (unité SI le kg/m^3),
- ν la viscosité cinématique (unité SI le m^2/s),
- μ la viscosité dynamique (unité SI le Poiseuille Pl ou $\text{Pa} \cdot \text{s}$),
- p la pression (unité SI le Pascal (Pa)),
- Q le débit massique ou volumique (unité SI le kg/s ou le m^3/s).

La table 1.1 donne quelques valeurs caractéristiques de masse volumique et de viscosité pour quelques fluides, à la pression atmosphérique et dans le système SI.

Il faut se souvenir que la viscosité dépend de la nature du fluide mais aussi de sa température. En général la viscosité décroît avec l'augmentation de la température.

matériau	masse volumique	viscosité cinématique	viscosité dynamique
unité	kg/m ³	m ² · s ⁻¹	kg · m ⁻¹ · s ⁻¹ = Poiseuille (Pl)
eau liquide (20 °C)	1 000	1,0 × 10 ⁻⁶	1,0 × 10 ⁻³
air (20 °C)	1,20	1,5 × 10 ⁻⁵	1,8 × 10 ⁻⁵
mercure (20 °C)	13 550	1,1 × 10 ⁻⁷	1,5 × 10 ⁻³
éthanol (20 °C)	790	1,5 × 10 ⁻⁶	1,2 × 10 ⁻³
glycérol (20 °C)	1 260	1,2 × 10 ⁻³	1,5

TABLE 1.1 – Valeurs typiques de masse volumique et de viscosité.

1.1.2 Statique des fluides

On considère un fluide, compressible ou non compressible, de masse volumique ρ , au repos dans le champ g de pesanteur terrestre. En notant Oz l'axe vertical ascendant, le gradient de pression s'écrit :

$$\frac{dP}{dz} = -\rho \times g$$

La poussée d'Archimède est une force verticale (dirigée vers le haut) qui s'exerce sur un corps solide plongé dans un fluide. Son intensité est égale au poids du volume de fluide déplacé (par le solide). La poussée d'Archimède est orientée selon la verticale ascendante Oz :

$$\vec{F}_{\text{Archimède}} = \rho_{\text{fluide}} \times V_{\text{solide}} \times g \times \vec{e}_z$$

Dans tous les exercices qui suivront, lorsqu'un solide est partiellement plongé dans un liquide (de l'eau le plus souvent), on négligera la poussée d'Archimède due à l'air. En effet, la masse volumique de l'air est environ 1 000 fois plus faible que celle de l'eau.

1.1.3 Dynamique des fluides parfaits

On s'intéresse dans ce paragraphe aux fluides parfaits, c'est-à-dire de viscosité nulle ou négligeable. Lorsqu'un fluide homogène et incompressible circule dans un tuyau, on dit que le régime est **stationnaire** si le débit peut être considéré comme indépendant du temps. On distingue le débit volumique (unité SI : m³ · s⁻¹) et le débit massique (unité SI : kg · s⁻¹). Si on note S la section droite du tuyau et v la vitesse (moyenne) du fluide à cet endroit, on a la relation de définition :

$$Q_V = S \times v$$

en supposant que la vitesse est uniforme sur toute la section S . Le débit massique, dans le cas d'un écoulement incompressible, est donné par :

$$Q_m = \rho \times Q_V$$

La conservation du débit volumique entre deux points s'écrit :

$$Q_V = S_1 \times v_1 = S_2 \times v_2 = \text{constante}$$

Lorsqu'un écoulement de fluide est homogène, incompressible et stationnaire, si la viscosité du fluide est négligeable, on peut écrire (le long d'une ligne de courant) l'équation de Bernoulli :

$$\frac{v^2}{2} + g \times z + \frac{p}{\rho} = \text{constante}$$

Cette équation est en fait une équation de conservation de l'énergie :

$$E_{\text{cinétique}} + E_{\text{potentielle}} + E_{\text{pression}} = \text{constante}$$

1.1.4 Fluides visqueux et nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est une **quantité sans dimension**, qui permet de caractériser et de comparer des écoulements de fluides visqueux dans différentes configurations. Si deux écoulements ont le même nombre de Reynolds, malgré des différences géométriques ou de nature de fluides, on dit qu'ils sont similaires. On définit le nombre de Reynolds comme :

$$Re = \frac{v \times d}{\nu} = \frac{\rho \times v \times d}{\mu}$$

- v représente la vitesse de l'écoulement,
- d une taille caractéristique de l'écoulement (diamètre d'un tuyau par exemple),
- ν est la viscosité cinématique en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$,
- μ la viscosité dynamique en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,
- ρ la masse volumique du fluide en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

La relation entre les deux viscosités s'écrit :

$$\mu = \nu \times \rho$$

Le nombre de Reynolds mesure le rapport des forces d'inertie, liées au mouvement sur les forces de viscosité, liées à la nature intrinsèque du fluide.

On distingue trois cas, selon les valeurs de Re :

1. Si $Re < 2000$ l'écoulement du fluide est dit **laminaire**, c'est-à-dire que l'ensemble du fluide a le même écoulement, du fait de la viscosité du fluide, qui maintient l'ensemble comme un tout plus ou moins cohérent. On observe des lignes de courant stables (et on peut donc appliquer le théorème de Bernoulli).
2. Si $2000 < Re < 4000$, l'écoulement est dit **en régime transitoire**, c'est-à-dire que des instabilités apparaissent, les lignes de courant se brouillent.
3. Si $Re > 4000$ les forces d'inertie l'emportent sur la viscosité, l'écoulement est dit **turbulent**, c'est-à-dire que l'écoulement présente des tourbillons de fluides à de multiples échelles

Selon la littérature, on peut trouver d'autres valeurs limites du nombre de Reynolds, il s'agit d'ordres de grandeur.

On peut montrer que dans le cas d'un écoulement **laminaire** dans un tube cylindrique, le profil de vitesse sur une section prend une forme parabolique (voir la figure 1.1). Au niveau des parois la vitesse est nulle, et devient maximale au centre de la section. C'est

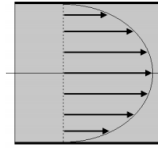


FIGURE 1.1 – Profil parabolique de la vitesse dans le cas d'un écoulement laminaire (pour un fluide visqueux) dans un tuyau supposé cylindrique.

l'adhérence du fluide sur les parois qui induit la valeur nulle de la vitesse et conditionne la forme parabolique du profil (par frottement des lignes de courant les une sur les autres).

Dans le cas d'un écoulement **turbulent** dans une conduite cylindrique, les vitesses changent en permanence, mais on peut considérer que les vitesses **moyennes** se répartissent selon une loi de puissance telle que la vitesse est presque uniforme sur la partie intérieure de l'écoulement, avec une forte diminution (couche limite) près de la paroi (figure 1.2).

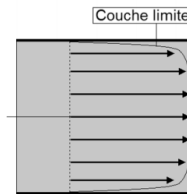


FIGURE 1.2 – Profil de la vitesse dans le cas d'un écoulement turbulent (pour un fluide visqueux) dans un tuyau supposé cylindrique. On notera la présence de la couche limite près de la paroi.

1.1.5 Rugosité d'une conduite

On définit la rugosité k de paroi d'une conduite (exprimée en mm), comme l'épaisseur moyenne des aspérités internes. La rugosité relative d'une conduite cylindrique est le rapport sans dimension k/d , où d est le diamètre du tuyau.

La rugosité ne rentre en jeu que dans le cas d'un écoulement turbulent, elle ne joue aucun rôle dans le cas d'un écoulement laminaire.

La table 1.2 ci-dessous montre quelques valeurs typiques de rugosité selon le matériau. Il existe des tables expérimentales complètes qui donnent la valeur de la rugosité de la conduite en fonction du matériau mais aussi de son état.

1.1.6 Pertes de charge régulières ou linéaires

Les forces de viscosité, toujours présentes dans l'écoulement d'un fluide réel, engendrent des pertes d'énergie dans le fluide. Le frottement sur les parois joue aussi un rôle dans ces pertes. On introduit la notion de pertes de charge régulières (en notant L la longueur de

matériau	état	rugosité k en mm
ciment	brut	de 1 à 3
ciment	lissé	de 0,2 à 1
fonte	neuf	0,25
fonte	rouillé	entre 1 et 1,5
acier	soudé et rouillé	0,4
acier	soudé et neuf	entre 0,03 et 0,1
acier	laminé et rouillé	0,2 à 0,3
acier	laminé et neuf	0,05
verre, cuivre, laiton	étiré	< 0,001

TABLE 1.2 – Valeurs typiques de rugosité de conduite.

conduite). Cela représente la chute de pression par unité de longueur de conduite, que l'on exprime en $\text{Pa} \cdot \text{m}^{-1}$:

$$\frac{\Delta p}{L} = \lambda \times \frac{\rho \times v^2 / 2}{d}$$

On observe ces pertes de charge linéaires dans le sens de l'écoulement. Rappelons que d est une longueur caractéristique de la conduite (diamètre ou équivalent).

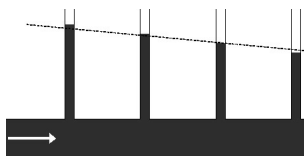


FIGURE 1.3 – Pertes de charge régulières dans un écoulement : plus on avance dans le sens de l'écoulement, moins la pression est élevée dans le fluide.

Le terme λ est appelé facteur de perte de charge linéique, ou coefficient de Darcy (c'est une quantité sans dimension).

Pour déterminer ce facteur de perte λ , on distingue plusieurs cas :

— **Si l'écoulement est laminaire**, la formule phénoménologique de Poiseuille donne :

$$\lambda = \frac{64}{Re}$$

— **Si l'écoulement est turbulent** et que le tuyau est lisse (sans rugosité) avec $Re < 100\,000$, on peut utiliser la formule dite de Blasius :

$$\lambda = \frac{0,316}{Re^{0,25}}$$

— Si l'écoulement est turbulent de façon générale (avec une rugosité non nulle), la formule (complexe, que l'on ne peut utiliser que par itérations successives) de Colebrook s'écrit :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \times \log_{10} \left(\frac{k}{3,7 \times d} + \frac{2,51}{Re \times \sqrt{\lambda}} \right)$$

La difficulté de cette formule est que le facteur de perte de charge λ apparaît des deux cotés de l'égalité. Le coefficient k représente la rugosité du tube, exprimée en mm. On rappelle que le rapport k/d pour une conduite cylindrique est appelé rugosité relative.

Remarquons que si le tube est **lisse** la rugosité s'annule, et la formule de Colebrook se simplifie en :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \times \log_{10} \left(\text{Re} \times \sqrt{\lambda} \right) - 0,8$$

1.1.7 Le diagramme de Moody

Le diagramme de Moody représente le facteur de friction de Darcy λ en fonction du nombre de Reynolds Re pour des valeurs de la rugosité relative k/d dans une conduite cylindrique. Il permet de déterminer les pertes de charge régulières ou le débit dans le tuyau. La figure 1.4 donne l'allure générale de ce diagramme. On a porté sur la figure les cas limites de l'écoulement laminaire et du tuyau lisse en cas d'écoulement turbulent. L'échelle est $\log/\log$.

Le diagramme de Moody présente plusieurs zones :

- La zone de gauche, à faible nombre de Reynolds, le paramètre λ se déduisant de la courbe de l'écoulement laminaire, sans influence de la rugosité k .
- La zone centrale basse, correspondant à l'approximation de la conduite lisse en écoulement turbulent.
- La zone centrale et droite supérieure, qui correspond au cas des grands nombres de Reynolds avec rugosité relative non nulle. On peut remarquer que pour la zone supérieure, le paramètre λ devient quasiment indépendant de la valeur du nombre de Reynolds, et ne dépend plus que de la rugosité relative k/d .

1.1.8 Les pertes de charges singulières

Lorsqu'une conduite présente une discontinuité (coude, rétrécissement, diaphragme, vannes, clapets, embranchements...), cela engendre localement une dissipation d'énergie, c'est-à-dire des pertes de charge singulières. On utilise la formule des pertes de charge singulières :

$$\Delta p = s \times \frac{\rho v_{\text{moyen}}^2}{2}$$

Le module de perte de charge $0 \leq s \leq 1$ dépend du type d'obstacle et est purement phénoménologique. Ce paramètre s est sans dimension.¹ Il existe des tables et des logiciels qui permettent d'en estimer la valeur en fonction de l'obstacle, et même de modéliser les pertes de charges sur la totalité d'un circuit fluidique.

1. Le module de perte s est parfois supérieur à la valeur de 1, dans le cas de robinets à tournant ou à papillon.