

Jean-Luc Godet-Lartigaud

LICENCE  
SCIENCES DE LA MATIÈRE  
LICENCE PROFESSIONNELLE  
ÉCOLES D'INGÉNIEURS  
CAPES ET AGRÉGATION  
DE PHYSIQUE



# Introduction à la thermodynamique

- Cours complet
- Exercices d'application
- Tous les corrigés détaillés

Vuibert



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>v</b>
<b>1 Pression et Température</b>	<b>1</b>
1.1 Introduction : des grandeurs pour scruter l'état de la matière . . . . .	1
1.2 La Pression, paramètre mécanique macroscopique . . . . .	1
1.3 La Température, grandeur thermique macroscopique . . . . .	10
1.4 Exercices sur la pression et la température . . . . .	18
<b>2 Travail et Transfert thermique</b>	<b>21</b>
2.1 Introduction : deux modes de transfert d'énergie . . . . .	21
2.2 Le Travail . . . . .	22
2.3 Le Transfert thermique . . . . .	27
2.4 Exercices sur le travail et le transfert thermique . . . . .	38
<b>3 Des lois de Fourier à la Thermique</b>	<b>41</b>
3.1 Introduction : observation empirique et mathématisation . . . . .	41
3.2 La Loi de Fourier de la conduction thermique . . . . .	42
3.3 L'équation aux dérivées partielles de la température (EDPT) . . . . .	45
3.4 Résistance thermique et coefficient de transmission thermique . . . . .	49
3.5 Application des lois de Fourier à la Thermique . . . . .	53
3.6 Exercices de thermique . . . . .	59
<b>4 Outils conceptuels de la Thermodynamique</b>	<b>63</b>
4.1 Introduction : des outils abstraits pour analyser le concret . . . . .	63
4.2 Une Science des systèmes . . . . .	63
4.3 Transformations d'un système . . . . .	69
4.4 Fonctions et différentielles à plusieurs variables . . . . .	74
4.5 Exercices sur les outils de la thermodynamique . . . . .	80
<b>5 Premier principe de la Thermodynamique</b>	<b>83</b>
5.1 Introduction : de la convertibilité à la conservation . . . . .	83
5.2 Le Principe de conservation de l'énergie . . . . .	85

5.3	Expressions différentielles du premier principe . . . . .	89
5.4	Application à l'étude de transformations simples . . . . .	94
5.5	Exercices sur le premier principe . . . . .	97
<b>6</b>	<b>Second principe de la thermodynamique</b>	<b>101</b>
6.1	Introduction : La Révolution carnotiste . . . . .	101
6.2	Une fonction mathématique de l'irréversibilité . . . . .	103
6.3	(Ir)réversibilité des transformations thermomécaniques . . . . .	109
6.4	Calcul de la fonction d'état entropie . . . . .	117
6.5	Exercices sur le second principe . . . . .	126
<b>7</b>	<b>Développements formels des deux principes</b>	<b>131</b>
7.1	Introduction : la nécessaire mathématisation des principes . . . . .	131
7.2	Coefficients thermiques et thermoélastiques . . . . .	132
7.3	Potentiels thermodynamiques . . . . .	140
7.4	Exercices sur les conséquences des deux principes . . . . .	155
<b>8</b>	<b>Machines thermiques : principes et machines à gaz</b>	<b>157</b>
8.1	Introduction : les moteurs, géniteurs de la thermodynamique . . . . .	157
8.2	Principe des cycles dithermes et cycle de Carnot . . . . .	158
8.3	Cycles des moteurs à gaz à combustion externe et des récepteurs correspondants . . . . .	164
8.4	Cycles dithermes réels à combustion interne . . . . .	168
8.5	Exercices sur les cycles moteurs et récepteurs . . . . .	175
<b>9</b>	<b>Transitions de phase des corps purs</b>	<b>181</b>
9.1	Généralités sur les transitions de phase . . . . .	181
9.2	Diagrammes de phases d'un corps pur . . . . .	186
9.3	À l'origine des transitions de phase, les interactions . . . . .	198
9.4	Exercices sur les transitions de phase . . . . .	203
<b>10</b>	<b>Machines thermiques : machines à vapeur</b>	<b>205</b>
10.1	Introduction . . . . .	205
10.2	Moteurs à vapeur . . . . .	206
10.3	Cycles réfrigérants et pompes à chaleur . . . . .	210
10.4	Exercices sur les machines à vapeur . . . . .	213
<b>11</b>	<b>Corrigés des exercices</b>	<b>217</b>
11.1	Pression et Température . . . . .	217
11.2	Travail et transfert thermique . . . . .	220
11.3	Des lois de Fourier à la Thermique . . . . .	223
11.4	Outils conceptuels de la Thermodynamique . . . . .	226
11.5	Premier principe de la Thermodynamique . . . . .	230
11.6	Second principe de la Thermodynamique . . . . .	234

11.7 Développements formels des deux principes . . . . .	240
11.8 Machines thermiques : principes et machines à gaz . . . . .	242
11.9 Transitions de phase des corps purs . . . . .	248
11.10 Machines thermiques : machines à vapeur . . . . .	251
<b>12 Annexes</b>	<b>255</b>
<b>Index</b>	<b>277</b>



## Introduction

La thermodynamique peut déconcerter celles et ceux qui l'abordent pour la première fois. Il faut d'abord reconnaître que le traitement mathématique des problèmes y nécessite une bonne connaissance des fonctions à plusieurs variables et de leurs dérivées partielles, des différentielles et de leurs procédés d'intégration. À l'inverse, leur méconnaissance peut rapidement conduire à de graves erreurs, surtout lorsqu'elle se combine avec une mauvaise interprétation des concepts. Or, c'est justement dans la compréhension des concepts que gisent les principales difficultés.

À l'opposé de la mécanique du point matériel où le nombre de corps à étudier est très limité, la thermodynamique est une science du **macroscopique**, manipulant de vastes ensembles de molécules, aux frontières parfois arbitraires et mouvantes, sous le nom commode mais abscons de « **systèmes** ». Elle requiert donc une analyse complète et circonstanciée des systèmes et des relations qu'ils entretiennent avec tout ce qui leur est extérieur. C'est la première difficulté à surmonter. Surtout, pour étudier les transformations de ces systèmes, mécaniques et thermiques, voire chimiques ou électromagnétiques, elle a recours à deux concepts qui, s'ils ont investi le vocabulaire courant, n'en restent pas moins très abstraits : « **l'énergie** » et « **l'entropie** ». On peut ressentir les effets de la pression ou de la température qui interviennent dans l'énergie et l'entropie, mais ces dernières, quant à elles, n'ont rien de sensible. Que la définition moderne de l'énergie et celle de l'entropie datent seulement du milieu du XIX<sup>e</sup> siècle suffit à montrer que ces grandeurs physiques sont le résultat d'un long travail de maturation chez les scientifiques. Aujourd'hui pourtant, dans la compréhension que les humains ont du monde et de son évolution, l'énergie et l'entropie jouent un rôle crucial. C'est qu'elles sont associées aux deux lois fondamentales de la nature.

La première loi, nommée « **premier principe de la thermodynamique** », affirme que, par delà les transformations que peut subir la nature, « quelque chose » se conserve dans le temps. Ce quelque chose, dont la dimension physique est le produit d'une masse par le carré d'une vitesse, soit le produit d'une force par une distance, est ce que William Thomson (1824-1907), Lord Kelvin après 1892, proposa de nommer « **énergie** ». Ce vieux mot d'origine grecque, Aristote (384-322) l'employait déjà, Galilée (1564-1642) l'utilisa à l'occasion, et d'autres mécaniciens après lui, dans des

sens différents, quoique voisins. Avec la thermodynamique, il acquiert une signification physique universelle et devient même le concept central de toute la physique.

Alors que la première loi est de *conservation*, la seconde est d'*évolution*. Par une coïncidence qui n'en est pas tout à fait une, ce **second principe de la thermodynamique** fut mathématisé en 1865 par Rudolf Clausius (1822-1888), une poignée d'années après la parution de *De l'Origine des espèces* par Charles Darwin et un an avant qu'Ernst Haeckel n'invente le mot « écologie ». La conscience que le monde est complexe, qu'il n'est pas immuable mais évolue de façon parfois irrémédiable en fonction des interactions entre ses composants fit alors irruption dans toutes les sciences de la nature. Cette irruption, qui permit à la connaissance humaine de franchir un nouveau seuil dans son développement, ne faisait pourtant qu'enregistrer des faits d'expérience quotidienne. Car, de façon naturelle et spontanée, la plupart des transformations naturelles ne se produisent que dans un seul sens : elles sont dites « **irréversibles** ». Ainsi la chaleur peut-elle circuler d'un corps chaud vers un corps froid mais jamais du froid vers le chaud, du moins de façon spontanée. Ainsi un gaz occupe-t-il naturellement le plus grand volume possible et ne se concentre-t-il jamais en un point tout en laissant vide le reste de l'espace libre, du moins sans qu'on l'y contraigne. À l'inverse, les transformations, dites « **réversibles** », pouvant se produire dans deux sens opposés sans que cela coûte un travail supplémentaire, font figure d'exception ; souvent, elles dessinent davantage un idéal qu'une réalité observable ; c'est notamment ce que serait la trajectoire d'un point matériel si tous les phénomènes dissipatifs associés aux forces de frottement pouvaient être négligés. Clausius incarna dans une fonction mathématique, « **l'entropie** », l'intrusion de l'irréversibilité dans la science théorique. Au-delà du mot, forgé à partir du grec par Clausius lui-même, c'est une loi tendancielle de la nature qui est ainsi déterminée. Tel système, soumis à telles conditions, a tendance à évoluer vers tel état d'équilibre, à se conformer de telle manière ; c'est la loi d'évolution de l'entropie qui le dit. Cela ne signifie d'ailleurs pas qu'il atteindra l'état d'équilibre attendu s'il n'est pas isolé du reste de l'univers, ce monde extérieur pouvant éventuellement contrarier la tendance naturelle du système à évoluer. L'entropie donne avant tout un *sens* au temps qui passe, à la fois une direction et une signification. L'entropie est la « *flèche du temps* ».

Si l'on en était resté à ce stade de définition macroscopique, l'entropie et même l'énergie n'auraient pas dépassé celui d'outils mathématiques transposant le seul constat de faits naturels. Cependant, dès 1872, Ludwig Boltzmann (1844-1906) put expliquer le second principe pour un gaz théorique, le gaz parfait, à partir de la théorie cinétique de ce gaz. Celle-ci repose à la fois sur les lois d'Isaac Newton (1642-1727) appliquées à ses molécules et sur les outils statistiques, en particulier sur la notion de *valeur moyenne*. Boltzmann établit en outre une équation qui lui permit de démontrer que l'évolution de l'entropie posée par le second principe traduit la tendance du gaz à se réfugier dans son état le plus probable, celui du désordre maximal. Si son travail s'attacha essentiellement au modèle très simplifié d'un gaz, il a évidemment acquis

une portée bien plus générale. Contesté au départ, il s'est vu d'une certaine façon confirmé à la fin du XX<sup>e</sup> siècle par les travaux sur le chaos moléculaire. L'origine des concepts macroscopiques peut donc être cherchée à l'échelle microscopique, en combinant les outils de la mécanique, classique ou encore mieux, quantique, et ceux des mathématiques statistiques. De conserve avec la thermodynamique, la physique statistique est aujourd'hui requise dans toute la physique du solide et des fluides.

De surcroît, il existe aujourd'hui des outils bien plus développés que ceux fournis par la science du XIX<sup>e</sup> siècle. La thermodynamique « classique » de Thomson et Clausius est celle des **états d'équilibre**, fondée sur l'existence d'états d'équilibre initial et final pour le système étudié. Les deux principes permettent en effet de déterminer l'état final à partir de la connaissance de l'état initial et des transferts d'énergie qui se sont produits au cours de la transformation. Cependant, ils ne disent rien de la dynamique de celle-ci et, pour beaucoup de systèmes physiques complexes, l'équilibre n'est en réalité jamais atteint. Il faut dans ces cas complexes, comme la météorologie ou la physique de l'atmosphère – et plus largement de la biosphère – s'appuyer sur la physique des phénomènes de transport et avoir recours à une thermodynamique des états hors d'équilibre où chaque système est composé de multiples sous-systèmes échangeant de l'énergie.

Pourtant, en dépit d'un contenu théorique et mathématique qui ne cesse de se complexifier, la thermodynamique a de nombreuses applications pratiques simples. Historiquement, elle est née avec la première révolution industrielle et ses « **machines thermiques** ». Bien comprendre le fonctionnement des machines à vapeur ou à gaz afin de pouvoir les améliorer fut le mot d'ordre de beaucoup d'ingénieurs du XIX<sup>e</sup> siècle. Celui qui est aujourd'hui considéré comme le fondateur de la thermodynamique, Sadi Carnot (1796-1832), était lui-même un jeune ingénieur, ancien élève de Polytechnique. Fils du grand mathématicien et acteur politique Lazare Carnot (1753-1823), il avait été élevé à bonne école. Mais ses *Réflexions sur la puissance motrice du feu* de 1824, qui contiennent un premier énoncé, historique, du second principe et déterminent le rendement optimal d'une machine thermique cyclique, se voulaient à destination des ingénieurs souvent autodidactes de son époque. Elles comportaient très peu de formules mathématiques, ce qui en limita paradoxalement la diffusion dans les milieux scientifiques. Il fallut attendre les années postérieures à 1834 et à leur transposition sous forme plus mathématique par un autre polytechnicien, Émile Clapeyron (1799-1864), pour que ceux qui allaient porter la thermodynamique sur les fonts baptismaux, Thomson (qui lui donna son nom) et Clausius en particulier, puissent en prendre connaissance et assimiler son contenu révolutionnaire. Dans l'intervalle, les *Réflexions* avaient déjà influencé maints ingénieurs concepteurs de machines thermiques. À la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, un Rudolf Diesel (1858-1913) cherchait encore à réaliser une machine dont le rendement atteindrait celui de Carnot. S'il échoua à réaliser un cycle de Carnot, du moins réussit-il à concevoir un moteur promis à un long avenir.

Les machines thermiques sont donc un chapitre pratique important de la thermodynamique. Ce que l'on nomme la « **thermique** » en est un autre. Aujourd'hui, la dissipation des énergies libres fossiles de la planète entraîne à la fois un épuisement de ces ressources naturelles et, à cause de la libération dans l'atmosphère de dioxyde de carbone et de méthane qui l'accompagne, un réchauffement climatique rapide aux effets potentiellement dévastateurs. Plus encore que pour le développement des énergies renouvelables, la thermodynamique doit être sollicitée pour l'isolation thermique ou l'accumulation de « *chaud* » ou de « *froid* » afin de réduire la consommation d'énergies utilisables à des fins de chauffage ou réfrigération (ce qui ne résout pas tout, et notamment pas le choix qui a été fait d'un développement sans frein des moyens de transport, grands consommateurs d'énergies carbonées). Les travaux d'un des précurseurs de la thermodynamique, Jean-Baptiste Joseph Fourier (1768-1830), sont à cet égard précieux. En effet, la « *loi de Fourier* » et l'équation aux dérivées partielles de la température que ce mathématicien nomma « *équation de la chaleur* » peuvent être déclinées sous forme de recettes simplifiées ou de logiciels aisément utilisables par les praticiens de la thermique.

Dans cet ouvrage, issu des notes de cours donnés à des niveaux universitaires variés (années de licence, licence professionnelle, préparations de concours d'enseignement) à l'Université d'Angers, nourri par d'autres ouvrages et aussi une réflexion personnelle en histoire des sciences, les concepts fondamentaux et la logique globale de la thermodynamique physique sont abordés par déterminations successives. Chacune de ces déterminations est appuyée sur des exercices et, autant que possible, par des exemples d'application pratique. Cependant, si la théorie cinétique des gaz parfaits est abordée à plusieurs reprises, l'ouvrage porte essentiellement sur la thermodynamique macroscopique des états d'équilibre et la thermique. La thermodynamique « classique » étudiée ici présente par elle-même suffisamment de difficultés pour qu'il faille laisser à d'autres ouvrages le soin d'ouvrir la voie vers la physique statistique, la thermochimie ou la thermodynamique des états hors d'équilibre.

# Pression et Température

## 1.1 Introduction : des grandeurs pour scruter l'état de la matière

Pour décrire un système thermodynamique, deux grandeurs physiques macroscopiques sont indispensables : la **pression** et la **température**. La première, que l'on note habituellement  $p$  ou  $P$ , est un paramètre *mécanique*. La seconde est un paramètre *thermique* et est notée  $T$  ou  $t$  selon que l'on considère la température thermodynamique (ou absolue) ou la température d'usage quotidien (en degrés Celsius ou Fahrenheit). Leur apparition remonte à la Renaissance, au XVII<sup>e</sup> siècle, alors que la physique devient une science *quantitative*, reposant sur des mesures et non plus sur des approches qualitatives ou métaphysiques. Elle est étroitement associée à deux instruments inventés à cette époque, le **baromètre** et le **thermomètre**. L'étymologie grecque du nom de ces deux instruments donne des indications sur leur contexte expérimental initial : en grec ancien, *báros* signifie pesanteur, *thermos*, chaleur et *metron*, mesure. Les travaux d'Evangelista Torricelli (1608-1647) et de Blaise Pascal (1623-1662) portaient en effet sur les pressions atmosphérique et hydrostatique liées à la gravitation terrestre. Les nombreux inventeurs de thermomètres voulaient « *mesurer les degrés de chaleur ou de froidure qui sont en l'air* » – selon l'expression de Jean Leurechon qui forgea le mot thermomètre en 1624 – ou dans le corps humain. Quant aux termes de pression et de température, ils ne sont que les transpositions latines de ces notions de pesanteur (*pressio*) et de « degré de chaleur » (*temperatura*).

## 1.2 La Pression, paramètre mécanique macroscopique

### 1.2.1 Définition générale

En mécanique classique, la force est un vecteur  $\vec{F}$  qui s'applique en un point. Cependant, la notion de point est une abstraction mathématique. Cette abstraction reste pertinente pour le poids d'un corps ; tout se passe comme si ce poids s'appliquait en son centre de gravité. Elle l'est beaucoup moins lorsque la force est de contact. La force est alors appliquée à la surface du corps et son effet, la pression  $p$ , est plus

ou moins grand selon que cette force est plus ou moins normale à cette surface. En particulier, une force parallèle à une surface n'exerce aucune pression sur celle-ci.

Considérons un élément de surface d'un corps quelconque. Si, à défaut d'être ponctuelle, cette aire est infiniment petite, elle est assimilable à un vecteur différentiel  $d\vec{A} = \vec{n} dA$ , où  $dA$  est le module de cet élément et  $\vec{n}$  est un vecteur unitaire (sans dimension) qui lui est perpendiculaire.

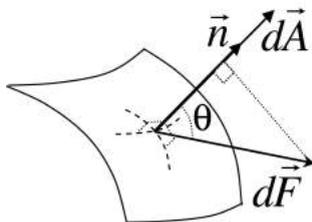


FIGURE 1.1. Élément de surface de module  $dA$  et de vecteur normal unitaire  $\vec{n}$ .

La pression  $p$  due à la force  $d\vec{F}$  appliquée à la surface quasi ponctuelle  $d\vec{A}$  est donnée par l'équation (1.1), où  $\theta$  est l'angle que fait la force avec la normale à la surface. La pression est donc le module  $dF_{\perp}/dA$  de la composante normale à la surface ( $\perp$ ) de la force surfacique  $d\vec{F}/dA$ .

$$p = \left| \frac{d\vec{F}}{dA} \cdot \vec{n} \right| = \frac{dF}{dA} |\cos \theta| \quad (1.1)$$

Il importe de souligner que la pression est un **paramètre de contrainte** extérieure au corps auquel elle s'applique. Elle n'est pas liée à la quantité de matière contenue dans ce corps. C'est un **paramètre intensif** à la différence des paramètres dits *extensifs*, proportionnels comme le volume à la quantité de matière (si on réunit deux systèmes identiques, un paramètre extensif double, alors qu'un paramètre intensif reste inchangé).

Dans le système international d'unités (SI), l'unité de mesure de la force est le newton (N) tandis que l'élément de surface y est exprimé en mètres carrés ( $\text{m}^2$ ). On en dérive directement l'unité de mesure de la pression, le **pascal (Pa)**, dont le nom a été choisi en l'honneur de Pascal et de ses travaux sur l'hydrostatique et la pression atmosphérique.

$$1 \text{ Pa} = 1 \text{ N m}^{-2} \quad (1.2)$$

Un pascal correspond à une pression très faible mais c'est l'unité cohérente dans le SI. En météorologie, on utilise plutôt les **hectopascals (hPa)** : **1 hPa = 100 Pa**.

D'autres unités de pression sont utilisées ou le furent dans le passé, qui ne sont pas des unités SI ou dérivées du SI : l'**atmosphère**, le **bar** (de même étymologie que baromètre) et le **torr** (en hommage à Torricelli) sont les plus connues.

- Une atmosphère (1 atm) vaut  $1,01325 \cdot 10^5$  Pa (valeur standard).
- Un bar (1 bar) vaut  $10^5$  Pa ; millibar (mbar) est synonyme d'hectopascal.
- Un torr (1 Torr) correspond à une élévation d'un millimètre de mercure dans un baromètre à mercure ;  $1 \text{ Torr} = 133,322 \text{ Pa}$ .

Voir l'exercice 1.1.

### 1.2.2 La pression atmosphérique

La gravitation est une force qui s'exerce sur toutes les particules. Elle permet d'expliquer la formation dans l'univers d'amas gazeux, puis d'étoiles et de planètes. Sur Terre, elle définit le concept de *verticalité*. Tout corps ressent par contact le poids de la matière qui se situe « au-dessus » de lui. Ainsi, la pression atmosphérique est-elle un effet du poids de l'atmosphère située au dessus du point considéré.

Le module de la pression atmosphérique  $p_0$  s'exerçant sur une surface « horizontale » correspond au poids de l'air situé dans le cylindre « vertical » ayant pour base la surface considérée. Au niveau des océans à la latitude de Paris, elle a en moyenne la valeur d'une **atmosphère standard**.

$$p_0 = 1 \text{ atm} = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ Pa} = 1013,25 \text{ hPa}$$

Plus un corps s'élève, plus cette pression décroît car, au dessus de lui, la hauteur de l'atmosphère (et donc son poids) diminue. C'est ce qu'observa Florin Périer en 1648. Suivant les instructions de son beau frère Blaise Pascal, il mesura sur son baromètre de Torricelli que la pression diminuait au fur et à mesure qu'il gravissait les pentes du Puy de Dôme. De cette expérience cruciale, Pascal put déduire l'existence du vide, nécessairement sans poids, par delà l'atmosphère.<sup>1</sup> Une expérience similaire peut être faite en descendant jusqu'aux rivages de la mer morte, situés à plus de 400 m au dessous du niveau des océans. Néanmoins, dans ce cas, la pression augmente.

Dans la troposphère (jusqu'à une dizaine de kilomètres d'altitude) la pression atmosphérique est approximativement donnée par une formule analytique semi-empirique, la formule internationale du nivellement barométrique,

$$p(z) = p_0 \left(1 - \frac{z}{H}\right)^x, \quad (1.3)$$

où  $H = 44331$  m,  $z$  est l'altitude (en mètres) et  $x = 5,255$ .

Voir l'exercice 1.2.

<sup>1</sup> Cf. Pascal, *Récit de la grande expérience de l'équilibre des liqueurs*, Paris, Charles Savreux, 1648.

### 1.2.3 Le Chaos moléculaire

En réalité, la pression atmosphérique ne s'applique pas uniquement suivant la *verticale* et vers le centre de la Terre (orientation des forces de gravitation). Tout corps plongé dans l'air subit des forces pressantes normales en tout point à sa surface. La gravitation est donc responsable du *module* de la pression (qui est une fonction de la hauteur d'air au dessus du corps), mais pas de *l'orientation* des forces pressantes.

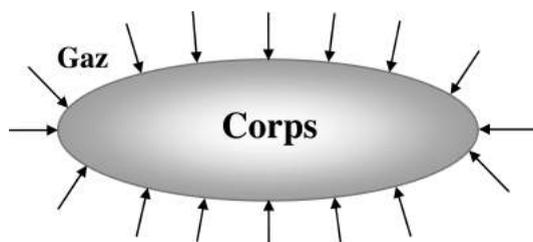


FIGURE 1.2. Corps plongé dans un fluide et soumis à des forces pressantes normales à sa surface.

L'explication physique de ce phénomène doit être recherchée au niveau microscopique. C'est Daniel Bernoulli (1700-1782) qui, en 1738 dans son ouvrage *Hydrodynamica*, posa les fondements de ce qui est connu aujourd'hui comme la théorie cinétique des gaz. Dans un fluide, et plus particulièrement dans un gaz (le mot est dérivé du grec chaos), les molécules sont animées de mouvements désordonnés. Elles « rebondissent » les unes sur les autres. Dans le cas d'un gaz, où les énergies d'interaction moléculaire sont faibles relativement aux énergies cinétiques, les molécules ont tendance à s'éloigner les unes des autres, à la manière des boules de billard après qu'on les a choquées. La gravitation contrarie cette tendance qu'ont les gaz à *occuper le plus grand volume possible* ; en attirant les molécules vers le centre de la Terre, elle les *confine* dans un volume fini. La distance moyenne entre les molécules d'un gaz confiné à une pression donnée reste constante, ainsi que la densité de molécules (c'est-à-dire le rapport  $N/V$  du nombre  $N$  de molécules du gaz au volume  $V$  qu'elles occupent). En état d'impesanteur, un tel effet n'est possible que si on enferme le gaz dans un volume clos.

Lorsqu'un corps est plongé dans un gaz, les molécules peuvent « rebondir » sur ses parois. Il en résulte une pression dont on conçoit qu'elle va être fonction de la densité locale du gaz ; plus grand est le nombre de molécules qui viennent frapper la paroi, plus grande va être la pression du gaz. Si le volume du corps en contact avec le gaz reste constant, c'est que la pression à la surface de ce corps équilibre celle du gaz ; s'il diminue ou augmente, c'est que cette pression de surface est inférieure ou supérieure à la pression du gaz.

### 1.2.4 Pression d'un gaz parfait monoatomique

Afin de pouvoir analyser de façon relativement simple les rebonds des molécules sur la paroi d'un corps liquide ou solide plongé dans un gaz, il est pratique d'utiliser le modèle du **gaz parfait**. Les molécules du gaz parfait sont supposées ne pas interagir entre elles à distance. Ce gaz idéal est une approximation raisonnable d'un gaz réel si celui-ci n'est pas trop dense. Les molécules sont alors, en moyenne, très éloignées les unes des autres et leurs énergies d'interaction à distance négligeables devant leurs énergies cinétiques.

Les molécules d'un gaz parfait monoatomique sont assimilables à de minuscules sphères dures qui rebondiraient de façon élastique lorsqu'elles s'entrechoquent ou viennent heurter la surface d'un corps. Sur une paroi, la réflexion de ces molécules est *spéculaire* (comme un rayon lumineux sur un miroir, ou une boule de billard sur un bord de table). La conservation de la quantité de mouvement globale du système « corps + molécule » impose alors que la paroi reçoive à chaque choc une impulsion dans une direction qui lui soit perpendiculaire.

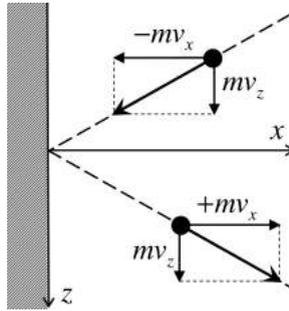


FIGURE 1.3. Rebond élastique d'une molécule sur une paroi rigide.

Dans les conventions de notation de la Figure 1.3, cette impulsion est égale à  $-2mv_x\vec{e}_x$ , où  $m$  est la masse de la molécule,  $v_x$  la composante de sa vitesse suivant l'axe des  $x$  perpendiculaire à la paroi, et  $\vec{e}_x$  le vecteur unitaire de cet axe. La quantité de mouvement totale communiquée par les molécules ( $i$ ) de masse  $m$  venant heurter la surface pendant une unité de temps  $\delta t$  correspond à la force exercée par les molécules sur cette surface (le rapport d'une impulsion à un temps étant une force).

$$\vec{F} = - \sum_i \frac{2mv_x^{(i)}}{\Delta t} \vec{e}_x \quad (1.4)$$

Le nombre de molécules ( $i$ ) venant heurter la paroi étant en relation directe avec la densité de molécules, le rapport du nombre de molécules  $N$  au volume  $V$  qu'elles occupent, on conçoit que cette modélisation de chaos moléculaire permet à la fois de relier le module de la force surfacique (et donc de la pression) à la gravitation (plus

la hauteur de fluide au-dessus de la surface est grande, plus grande est la densité du fluide) et d'expliquer pourquoi les forces pressantes s'appliquent perpendiculairement à la surface d'un corps plongé dans un gaz. Le calcul de théorie cinétique du gaz parfait monoatomique détaillé en annexe A permet en outre de montrer que la pression de ce gaz est directement proportionnelle à la valeur moyenne  $u^2$  du carré  $v^2$  de la vitesse d'un atome quelconque.

$$p = \frac{1}{3} \frac{N}{V} m u^2 \quad (1.5)$$

Ce résultat établit un lien direct entre la pression du gaz parfait monoatomique, sa densité ( $N/V$ ) et l'énergie cinétique moyenne ( $E_c = \frac{1}{2} m u^2$ ) d'un atome de ce gaz.

$$p = \frac{2}{3} \frac{N}{V} E_c \quad (1.6)$$

Bien sûr, ce résultat est plus compliqué dans le cas d'un gaz réel, où les molécules interagissent à distance, quand bien même les énergies d'interaction restent généralement faibles devant les énergies cinétiques des molécules gazeuses. Cependant, il permet d'ores et déjà de comprendre que la pression est un effet d'essence *mécanique* du chaos moléculaire.

Voir l'exercice 1.3.

### 1.2.5 Pression hydrostatique

Les forces pressantes qui agissent sur les parois d'un corps solide plongé dans un liquide résultent à la fois des énergies cinétiques et d'interaction des molécules du liquide. Leur analyse microscopique est donc assez complexe. Cependant, à l'échelle macroscopique, le calcul de la pression est beaucoup plus simple que dans le cas d'un gaz. En effet, en comparaison des gaz, les liquides, comme les solides, sont très peu compressibles : leurs volumes varient relativement peu lorsque leur pression augmente ou diminue. Par conséquent, à la différence notable des gaz, leurs masses volumiques restent sensiblement constantes avec la pression.

Dans le cas *idéal* d'un liquide **incompressible**, dont le *volume* resterait strictement *constant* quelle que soit la pression, la pression en un point serait directement fonction de la hauteur du liquide situé au dessus de ce point.<sup>2</sup> À une profondeur  $h$ , la pression serait due à la fois à la pression atmosphérique au-dessus du liquide et au poids de liquide situé au-dessus, ainsi que l'illustre la Figure 1.4.

<sup>2</sup> Cf. Pascal et son *Traité de l'équilibre des liqueurs* (éd. posthume, Paris, Desprez, 1663) : « les liqueurs pèsent suivant leur hauteur ».



Jean-Luc Godet-Lartigaud

# Introduction à la thermodynamique

Cet ouvrage est une **introduction à la thermodynamique physique, dite « classique »** et à l'étude des machines thermiques. Il s'adresse principalement aux étudiants en Licence et Licence professionnelle de Sciences de la matière, aux élèves des écoles d'ingénieurs et aux candidats aux concours de l'enseignement.

Des **exercices corrigés** viennent en appui de chaque chapitre abordé.

## Sommaire

1. Pression et température
2. Travail et transfert thermique
3. Des lois de Fourier à la thermique
4. Outils conceptuels de la thermodynamique
5. Premier principe de la thermodynamique
6. Second principe de la thermodynamique
7. Développements formels des deux principes
8. Machines thermiques : principes et machines à gaz
9. Transitions de phase des corps purs
10. Machines thermiques : machines à vapeur
11. Corrigés des exercices
12. Annexes

Jean-Luc Godet-Lartigaud est maître de conférences à l'université d'Angers. Membre du laboratoire de photonique d'Angers (LPhiA), il est également chercheur associé au Centre François Viète de l'université de Nantes.

ISBN 978-2-311-40081-6



9 782311 400816

[www.VUIBERT.fr](http://www.VUIBERT.fr)

