

IMBERT & BERTIN-SANS

—  
TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE  
DE PHYSIQUE

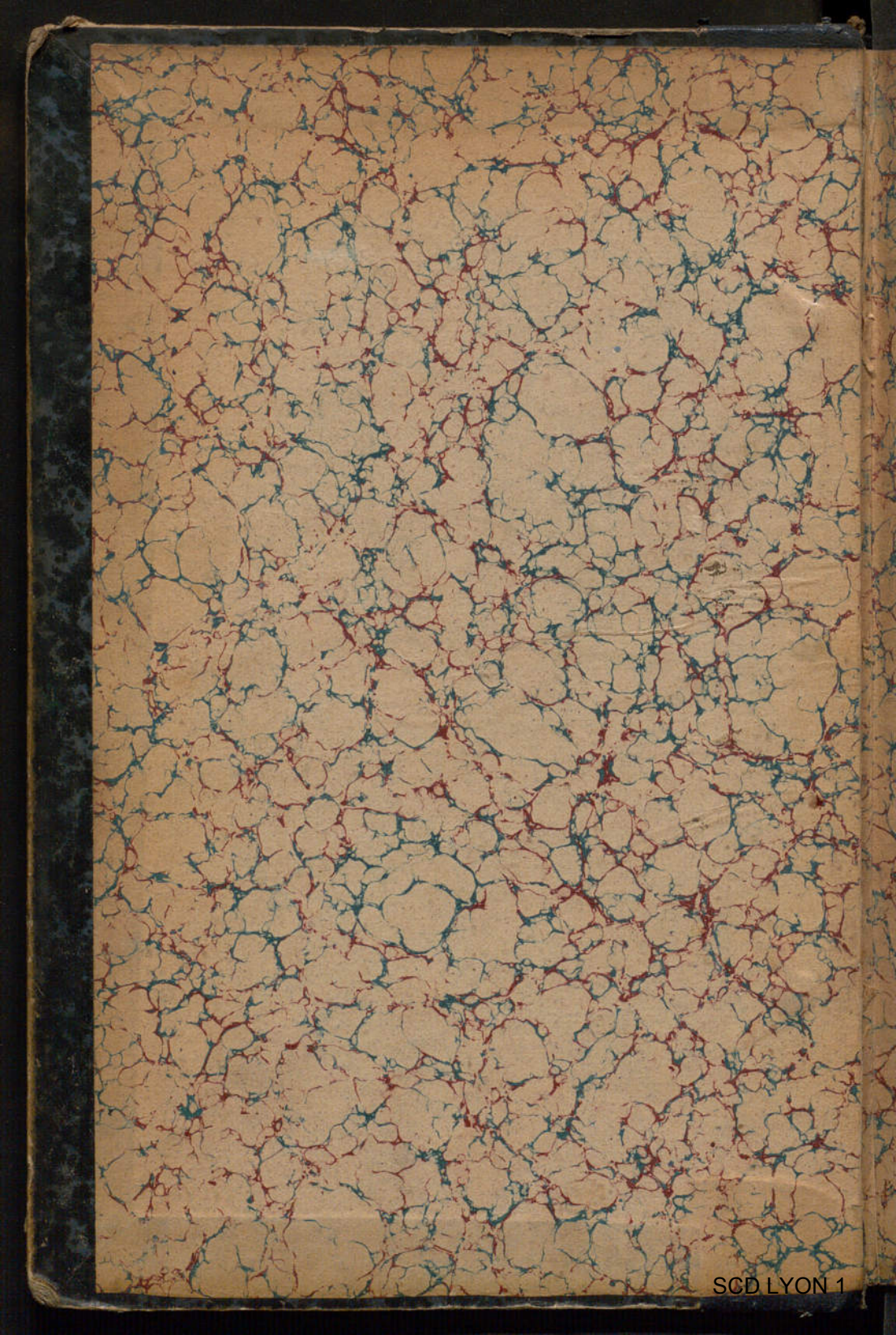
1

40378

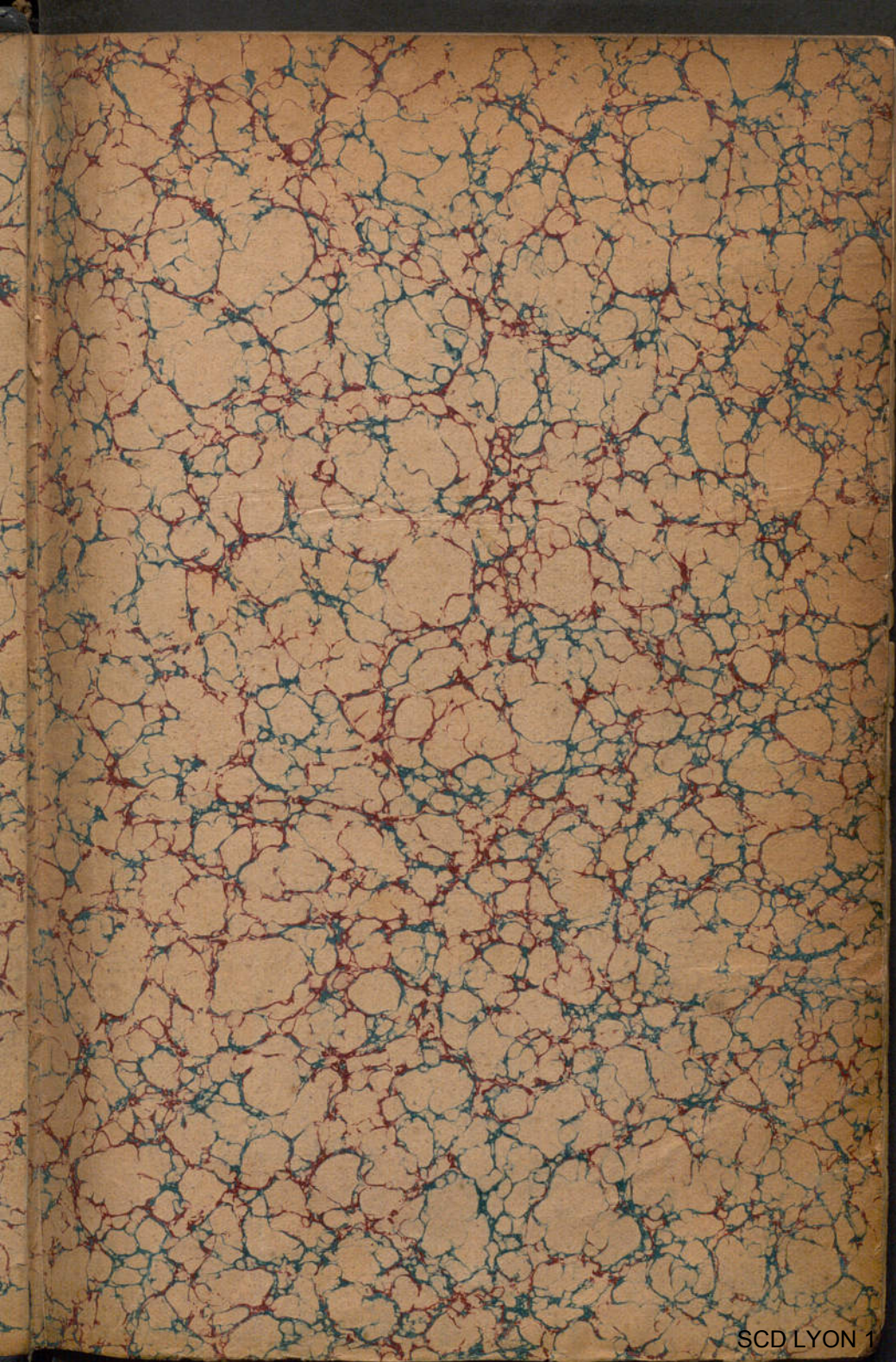
78

SCD LYON 1



















TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE  
DE PHYSIQUE

I



A LA MÊME LIBRAIRIE

---

## Traité élémentaire de Physique biologique

Par **A. IMBERT**

Professeur à la Faculté de médecine de Montpellier

AVEC 299 FIGURES INTERCALÉES DANS LE TEXTE

Ouvrage couronné par l'Institut (*Académie des Sciences*)

(*Prix Montyon, MÉDECINE ET CHIRURGIE, 1895*)

Paris. 1895, 1 vol. petit in-8..... 16 fr.

---

## LES ANOMALIES DE LA VISION

Par **A. IMBERT**

Professeur à la Faculté de médecine de Montpellier

Avec une introduction par **E. JAVAL**

ET 48 FIGURES INTERCALÉES DANS LE TEXTE

Ouvrage couronné par l'Académie de médecine

(*Prix Baignet, 1889*)

Paris, 1889, 1 vol. in-16.... 3 fr. 50

---

68-95. — CORBEIL. Imprimerie Ed. CARTÉ.

40.378  
40.378  
40.378

TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE  
**DE PHYSIQUE**

A L'USAGE DES CANDIDATS

Au Certificat d'Études chimiques, physiques et naturelles

PAR LES DOCTEURS

**Armand IMBERT**

Licencié des sciences mathématiques,  
Docteur ès sciences physiques,  
Professeur à la Faculté de médecine  
de Montpellier.

**Henri BERTIN-SANS**

Licencié des sciences physiques,  
Chef des travaux de physique biologique  
à la Faculté de médecine  
de Montpellier.

*Docteur en quoi?  
en médecine*

TOME PREMIER

PESANTEUR — CHALEUR — ACOUSTIQUE

AVEC 246 FIGURES INTERCALÉES DANS LE TEXTE



PARIS

LIBRAIRIE J.-B. BAILLIÈRE ET FILS

19, rue Hautefeuille, près du Boulevard Saint-Germain.

1896

Tous droits réservés.



1838

TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE

# DE PHYSIQUE

A L'USAGE DES ÉLÈVES

par M. LAPLACE, de l'Académie des Sciences, de l'Institut National, et de l'École Polytechnique.

PARIS, CHEZ LA SOCIÉTÉ DES ÉDITEURS, MATHIEU, BACHELIER, MONTAIGNE, 1838.

PARIS, CHEZ LA SOCIÉTÉ DES ÉDITEURS, MATHIEU, BACHELIER, MONTAIGNE, 1838.

TOURNAI, CHEZ LA SOCIÉTÉ DES ÉDITEURS, MATHIEU, BACHELIER, MONTAIGNE, 1838.

BRUXELLES, CHEZ LA SOCIÉTÉ DES ÉDITEURS, MATHIEU, BACHELIER, MONTAIGNE, 1838.

LIÈGE, CHEZ LA SOCIÉTÉ DES ÉDITEURS, MATHIEU, BACHELIER, MONTAIGNE, 1838.

1838

PARIS, CHEZ LA SOCIÉTÉ DES ÉDITEURS, MATHIEU, BACHELIER, MONTAIGNE, 1838.

TOURNAI, CHEZ LA SOCIÉTÉ DES ÉDITEURS, MATHIEU, BACHELIER, MONTAIGNE, 1838.

1838

PARIS, CHEZ LA SOCIÉTÉ DES ÉDITEURS, MATHIEU, BACHELIER, MONTAIGNE, 1838.

## PRÉFACE

En écrivant ce livre, nous avons pris pour guide le programme officiel du *Certificat des études physiques, chimiques et naturelles*.

Chaque question a été traitée avec la double préoccupation de satisfaire à une bonne instruction scientifique générale et de donner aux futurs étudiants en Médecine toutes les notions dont ils auront besoin plus tard pour comprendre et utiliser les applications de la Physique à la Physiologie et à la Clinique.

Nous avons été amenés ainsi à développer plus spécialement certaines questions et à compléter sur quelques points le programme du *Certificat d'études*. Il nous a paru indispensable, par exemple, de faire l'étude expérimentale de l'*Écoulement des liquides*, dont l'élève retrouvera plus tard les lois dans l'étude de la *Circulation*, de donner, sur les *Systèmes dioptriques centrés*, les notions sans lesquelles l'étude de l'*Oeil* et de la *Vision* serait impossible, etc.

Enfin, il nous a paru bon que le futur étudiant en médecine pût se convaincre, dès le cours de ses études scientifiques théoriques, que le travail préalable qu'on lui impose lui est indispensable s'il veut pouvoir acquérir plus tard une forte instruction professionnelle. Nous avons, à cet effet, indiqué presque à chaque page les questions de *Physique biologique* dont l'étude repose sur les principes théoriques exposés dans les paragraphes qui précèdent.

Écrit avec la connaissance exacte, puisée dans notre enseigne-



ment, des besoins de l'étudiant en médecine, entièrement rédigé par l'un de nous et revu par l'autre, afin d'en assurer l'homogénéité ; ce livre n'a d'autres prétentions que de permettre à l'élève de suppléer aux notes, souvent incomplètes, qu'il aura rapportées des cours suivis dans les Facultés des sciences et de lui donner le moyen de retrouver facilement plus tard les principes théoriques dont il aura besoin pour l'étude des diverses questions qui constituent la *Physique biologique*. A ce dernier point de vue, le présent volume est en quelque sorte l'Introduction au TRAITÉ DE PHYSIQUE BIOLOGIQUE publié récemment par l'un de nous.

MONTPELLIER, 27 Décembre 1895.

ARMAND IMBERT, HENRI BERTIN-SANS.

# TABLE DES MATIÈRES

## DU TOME PREMIER

	Pages.		Pages
PRÉFACE.....	v	I. <i>Cinématique</i> .....	7
PRÉLIMINAIRES.....	1	II. <i>Statique</i> .....	19
NOTIONS DE MÉCANIQUE.....	7	III. <i>Dynamique</i> .....	38

### LIVRE I

#### PESANTEUR

I. GÉNÉRALITÉS SUR LA PESANTEUR.....	54	II. <i>Actions moléculaires entre solides</i> .....	118
CHAP. I. Détermination des éléments de la pesanteur..	54	III. CORPS LIQUIDES.....	120
I. <i>Direction et point d'application de la pesanteur</i> .....	54	CHAP. I. Hydrostatique.....	120
II. <i>Intensité</i> .....	55	I. <i>Principes généraux de l'hydrostatique</i> .....	120
CHAP. II. Poids absolu et relatif. Poids spécifiques et densités.....	73	II. <i>Détermination expérimentale de la densité des solides et des liquides</i> .....	136
CHAP. III. Balance.....	77	CHAP. II. Hydrodynamique.....	153
II. CORPS SOLIDES.....	86	CHAP. III. Actions moléculaires.....	171
CHAP. I. Stéréostatique et stéréodynamique.....	86	I. <i>Actions moléculaires dans les liquides</i> .....	171
I. <i>Stéréostatique</i> .....	87	II. <i>Actions moléculaires réciproques des liquides entre eux et avec les solides</i> .....	182
II. <i>Stéréodynamique</i> .....	89	IV. CORPS GAZEUX.....	213
CHAP. II. Actions moléculaires dans les solides et entre solides.....	94	CHAP. I. Aérostatique.....	213
I. <i>Actions moléculaires dans les solides</i> .....	94	I. <i>Principes généraux de l'aérostatique</i> .....	213
		II. <i>Mesure de la pression atmosphérique</i> .....	218



III. Applications du principe d'Archimède.....	234	i. Actions moléculaires dans les gaz.....	212
CHAP. II. Aérodynamique..	237	ii. Actions moléculaires réciproques des gaz; actions moléculaires entre gaz et liquides, entre gaz et solides.	278
CHAP. III. Actions moléculaires.....	242		

## LIVRE II

## CHALEUR

CHAP. I. Notions préliminaires.....	292	CHAP. V. Détermination du poids spécifique des gaz..	341
CHAP. II. Généralités sur les dilatations.....	298	CHAP. VI. Changements d'état.....	346
CHAP. III. Déterminations expérimentales des coefficients de dilatation.....	302	i. Fusion. Solidification.	347
i. Mesure du coefficient de dilatation absolue du mercure.....	303	ii. Vaporisation et Liquefaction.....	352
ii. Dilatation des solides.	306	CHAP. VII. Hygrométrie....	383
iii. Dilatation des liquides.....	314	CHAP. VIII. Propagation de la chaleur.....	397
iv. Dilatation des gaz... 318		CHAP. IX. Calorimétrie.....	407
CHAP. IV. Thermométrie....	330	CHAP. X. Machine à vapeur.	428
		CHAP. XI. Thermodynamique. Sources de chaleur et de froid.....	432

## LIVRE III

## ACOUSTIQUE

CHAP. I. Nature du son....	439	CHAP. IV. Qualités des sons..	475
CHAP. II. Propagation du son	443	CHAP. V. Des sources sonores.....	493
CHAP. III. Interférences.....	460	CHAP. VI. Du timbre des sons	511

FIN DE LA TABLE

# TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE DE PHYSIQUE

## PRÉLIMINAIRES

1. **Phénomènes physiques, chimiques et biologiques.** — Les corps matériels bruts ou vivants, dont l'existence nous est révélée par nos sens, peuvent être étudiés quant à leur forme et à leurs caractères semblables ou distinctifs ; c'est là l'objet des *sciences naturelles*. Ces mêmes corps peuvent aussi être considérés au point de vue de leurs manifestations et des modifications qu'on peut leur faire subir, c'est-à-dire des *phénomènes* dont ils sont le siège ; cette étude est la part des *sciences physiques*.

L'ensemble des phénomènes dont s'occupent les sciences physiques a été divisé en trois catégories ; cette distinction est basée soit sur la nature des corps sièges des phénomènes, soit sur la nature même des phénomènes à étudier.

Les investigations de la science ont conduit à considérer la matière comme discontinue et formée de particules extrêmement petites, indivisibles, auxquelles on a donné le nom d'*atomes*. Des atomes de même nature, ou de nature différente, s'associent en nombre variable, et suivant des modes divers de groupements, pour former de petits édifices plus ou moins stables, appelés *molécules*, de dimensions encore trop faibles pour être directement accessibles à l'observation. Les corps matériels sont des assemblages de ces édifices, et leurs parties constituantes, indivisibles, sont identiques ou différentes entre elles suivant que ces corps sont *simples* ou *composés*.

Ceci admis, et l'hypothèse que nous venons d'énoncer est d'ac-



cord avec tous les faits d'observation sans être en contradiction avec un seul, on peut établir entre les divers phénomènes physiques les distinctions caractéristiques suivantes : les uns, *phénomènes physiques* proprement dits, ne s'accompagnent d'aucune modification de la molécule dont les atomes ne changent ni de nombre, ni de nature, ni de position relative ; les autres, ceux auxquels on a donné le nom de *phénomènes chimiques*, entraînent toujours une modification dans le nombre, la nature ou le mode de groupement des atomes qui constituent l'édifice moléculaire ; la troisième catégorie, celle des *phénomènes* appelés *biologiques*, comprend tous les phénomènes qui se manifestent dans les corps vivants. Les phénomènes biologiques ne sont d'ailleurs pas d'une nature particulière ; généralement fort complexes, ils sont comme la résultante d'un nombre plus ou moins grand de phénomènes simultanés, physiques et chimiques, dont l'étude est du ressort de la *Physique* et de la *Chimie biologiques*, lesquelles comprennent en outre les applications des phénomènes, des procédés d'investigation, etc., de la *Physique* et de la *Chimie générales* au diagnostic et au traitement des maladies.

2. **Observation et expérimentation.** — L'expérience de tous les jours nous montre que tout fait est dû à une cause. Il en est ainsi, en particulier, des phénomènes physiques ; l'étude de ces phénomènes comprend en conséquence la détermination des causes diverses qui influent sur leur nature ou sur leur grandeur et la mesure de la part relative de ces diverses causes dans leur production.

Pour faire l'étude d'un phénomène, on emploie deux procédés, l'*observation* et l'*expérimentation*.

*Observer* un phénomène, c'est rechercher, au moment où il se produit naturellement, les diverses circonstances qui influent sur sa production et noter les diverses particularités qu'il présente. Ce procédé d'investigation est le plus souvent insuffisant pour arriver à la connaissance des causes dont dépend le phénomène étudié, et l'on a recours alors à l'expérimentation.

*Expérimenter*, c'est provoquer la production d'un phénomène en modifiant les circonstances dont il dépend ou dont il paraît dépendre, de manière à reconnaître les causes diverses auxquelles il est dû et la part de chacune d'elles dans la grandeur des résultats observés.

3. **Lois et théories physiques.** — L'étude d'un phénomène per-



met d'établir une relation entre ce phénomène lui-même et les circonstances au milieu desquelles il se produit ; une telle relation constitue ce que l'on appelle une *loi physique*. Toute loi physique ne doit d'ailleurs être regardée comme exacte que dans les limites d'expérience entre lesquelles elle a été établie.

Les lois de la Physique générale peuvent, d'ordinaire, être représentées d'une manière assez exacte au moyen d'une formule algébrique simple ; il en est quelquefois, mais plus rarement, de même lorsqu'il s'agit d'une loi de la Physique biologique.

C'est ainsi que la variation, avec l'âge  $x$ , de ce que l'on appelle, en Optique physiologique, le pouvoir accommodatif de l'œil, est représentée d'une façon très satisfaisante par l'expression

$$A = 16 - 0,3x + 0,001x^2,$$

tandis qu'il n'est pas de formule algébrique simple pouvant représenter, même d'une façon seulement approchée, l'accroissement du poids ou de la taille d'un enfant avec l'âge, la variation de la température chez un malade, etc. Cela tient à la complexité des phénomènes qui ont leur siège dans les corps vivants, c'est-à-dire au grand nombre de causes qui interviennent ordinairement pour régler la grandeur d'un phénomène biologique, et à l'extrême difficulté que l'on éprouve, en général, à soumettre l'étude de ces phénomènes à une expérimentation rigoureuse.

On peut cependant donner une idée nette de l'ensemble d'un phénomène complexe, en ayant recours à une représentation graphique des résultats auxquels son étude a conduit. On construit pour cela une courbe dont l'une des coordonnées représente les variations de grandeur du phénomène même, tandis que l'autre est prise égale aux valeurs successives d'une circonstance (généralement le temps) dont les variations permettent de tenir compte implicitement de toutes les causes connues et inconnues qui contribuent à la production du phénomène étudié.

Les phénomènes dont l'étude est du ressort de la Physique peuvent être rangés en groupes tels que les phénomènes d'une même catégorie dépendent, en dernière analyse, d'une seule et même cause. Le groupement des phénomènes, d'après la similitude des causes auxquelles ils sont dus, et l'hypothèse que l'on est amené à faire sur la nature intime de cette cause, ainsi que les déductions que l'on tire de cette hypothèse, constituent une *théorie physique*.



Toute hypothèse doit satisfaire à cette condition rigoureuse que l'on puisse en déduire, comme conséquence, l'ensemble des phénomènes qui s'y rattachent. L'hypothèse sera d'ailleurs mieux légitimée encore si l'on peut en faire découler des faits nouveaux, inconnus jusqu'alors, et dont la réalité puisse être démontrée par l'expérience.

**4. Propriétés générales et essentielles de la matière.** — Tous les corps matériels, quels qu'ils soient, sont étendus et impénétrables, c'est-à-dire occupent une certaine portion de l'espace et l'occupent seuls. L'étendue et l'impénétrabilité sont donc des propriétés tout à fait générales de la matière, propriétés d'ailleurs nécessaires, car nous ne pouvons pas concevoir la matière autrement que les possédant.

**5. Principe de la conservation de la matière. Cause générale des phénomènes physiques.** — On ne saurait concevoir qu'un corps matériel puisse être entièrement anéanti ou créé de rien, et la matière nous apparaît donc comme indestructible. Ce principe de la conservation de la matière n'est d'ailleurs en contradiction avec aucun phénomène connu. Sans doute on peut faire subir à un corps matériel des modifications qui en altèrent l'aspect, l'état, etc., au point de le rendre méconnaissable; mais une étude attentive montre que la quantité de matière première est restée absolument invariable.

Si rien ne se perd ou ne se crée dans la nature, il faut en conclure que tous les phénomènes quels qu'ils soient, dont les corps matériels sont le siège, ne peuvent être que des phénomènes de mouvement. On conçoit d'ailleurs que ces mouvements puissent être de nature diverse; d'où la possibilité de diviser les phénomènes en groupes différents, d'après la nature du mouvement qui les caractérise.

On verra en effet que les grandes divisions de la Physique correspondent à des groupements établis d'après cette considération. A la vérité, les phénomènes d'Acoustique et d'Optique sont les seuls dont les mouvements caractéristiques soient bien connus; mais le temps n'est pas éloigné, semble-t-il, où l'on découvrira la nature des mouvements qui engendrent les autres catégories de phénomènes physiques.

**6. Inertie de la matière. Force. Transformation des mouvements.** — Ainsi que nous l'avons fait remarquer, l'observation de tous les jours nous montre que tout phénomène est dû à une



cause. De cette *loi de la causalité*, que notre intelligence regarde d'ailleurs comme absolument nécessaire, il résulte que toute chose doit rester dans l'état où elle est actuellement si aucune cause ne vient modifier cet état. C'est en cela que consiste le *principe de l'inertie* de la matière.

On appelle *force* toute cause qui produit, ou qui tend à produire, une modification dans l'état d'un corps, c'est-à-dire un mouvement ou une transformation de mouvement.

On conçoit qu'un mouvement caractéristique d'un groupe de phénomènes physiques puisse, sous l'influence d'une cause ou force, subir des transformations qui en changent la nature et qui l'amènent alors à être identique à celui d'un groupe différent. Les phénomènes physiques doivent en conséquence pouvoir se transformer les uns dans les autres, et les exemples connus de ces transformations sont déjà nombreux. Tous les phénomènes étudiés jusqu'à aujourd'hui tendent du moins à faire regarder comme étant d'une rigueur absolue ce principe que, comme la matière, le mouvement ne peut être ni créé ni détruit, mais seulement transformé. Ces transformations doivent d'ailleurs se faire suivant des rapports déterminés de grandeur, rapports que l'on n'a pu évaluer encore que pour une seule transformation, celle du mouvement mécanique en chaleur.

L'ensemble des phénomènes physiques, dans l'acception la plus générale du mot, apparaît donc comme représentant une certaine quantité de mouvements de nature différente, quantité fixe et invariable dans sa somme totale, mais qui éprouve, chaque fois qu'un phénomène nouveau se produit, des variations dans les quantités des mouvements caractéristiques des diverses classes de phénomènes.

Nous aurons d'ailleurs à revenir dans la suite sur ces phénomènes de transformation, et nous pourrons alors préciser davantage le principe si fécond de la transformation et de la conservation de l'énergie.

7. **Divers états de la matière.** — Les molécules, dont sont formés les corps matériels, peuvent être associées plus ou moins énergiquement les unes aux autres, par l'action de causes ou forces d'ailleurs mal connues encore. Il en résulte qu'il y a lieu de distinguer divers états d'agrégation, caractérisés par des propriétés différentes.

L'état *solide* est celui des corps qui ont la propriété de posséder



une forme propre, indépendante de celle de l'espace qui les contient ; les molécules de ces corps occupent donc, les unes par rapport aux autres, des positions invariables.

Les corps à l'état *liquide* sont ceux dont les molécules sont facilement déplaçables les unes par rapport aux autres et qui prennent toujours la forme des vases dans lesquels ils sont contenus.

L'état *gazeux* enfin est caractérisé par l'expansibilité ; les gaz, dont les molécules n'ont plus aucune liaison entre elles, occupent toujours tout l'espace dans lequel ils sont renfermés.

Les corps gazeux possèdent en conséquence la propriété inverse de l'expansibilité : ils sont facilement compressibles. Les solides et les liquides, au contraire, résistent énergiquement à la compression, et les efforts très considérables auxquels on peut les soumettre n'entraînent que des variations très faibles de leur volume.

Il n'est pas impossible que la matière existe sous d'autres états que nous ne connaîtrions pas encore. Les gaz extrêmement raréfiés, par exemple, possèdent, au moins en ce qui concerne les manifestations de l'électricité, des propriétés assez notablement différentes de celles des corps gazeux dont la force d'expansion est encore appréciable. Aussi Crookes a-t-il cru juste d'appeler du nom spécial d'état *radiant* l'état de la matière lorsqu'elle est extrêmement raréfiée.

Un nombre considérable de corps peuvent être amenés successivement aux trois états solide, liquide et gazeux, et il est à croire que l'on pourrait faire subir la même transformation à tous les corps simples connus, si nos moyens d'action étaient assez puissants.

## NOTIONS DE MÉCANIQUE

8. **Utilité de ces notions.** — On a souvent recours, pour l'étude des phénomènes physiques, à des propositions empruntées aux diverses parties de la Mécanique ; nous avons réuni, dans le présent Chapitre, celles de ces propositions dont l'utilité est la plus fréquente, nous contentant généralement de les énoncer, sans en donner les démonstrations que l'on trouvera dans les traités spéciaux de Mécanique.

On divise la Mécanique en :

1° Cinématique, ou partie de la Mécanique qui s'occupe de l'étude du mouvement considéré en lui-même, indépendamment des forces qui le produisent ;

2° Statique, ou recherche des conditions d'équilibre des forces ;

3° Dynamique, ou étude des mouvements déterminés par les diverses espèces ou les divers groupes de forces.

### I. — Cinématique.

9. **Mouvement. Loi d'un mouvement.** — On appelle *mouvement* l'état d'un corps qui occupe successivement plusieurs positions dans l'espace.

Le corps en mouvement est le *mobile*.

On donne le nom de *trajectoire* à l'ensemble des positions occupées successivement dans l'espace par le mobile.

L'étude d'un mouvement consiste à trouver une relation entre les espaces successifs parcourus par le corps et les temps employés à les parcourir. Une telle relation constitue la *loi du mouvement*.

10. **Unités de longueur et de temps. Système C. G. S.** — Pour pouvoir établir la loi d'un mouvement, il est nécessaire d'avoir fait choix d'unités correspondantes aux grandeurs, *espace* et *temps*, entre lesquelles il s'agit d'établir une relation.

L'unité de temps est la *seconde*, l'unité de longueur est le *mètre*.



On adopte d'ailleurs d'autres unités, plus petites ou plus grandes que les précédentes, lorsque les mouvements sont très rapides ou très lents.

En 1881, le Congrès international d'Électricité réuni à Paris décida l'adoption d'un système spécial d'unités, en se basant sur les considérations suivantes. Les transformations des phénomènes physiques les uns dans les autres (transformations de mouvements caractéristiques de deux groupes de phénomènes) montrent que les diverses grandeurs physiques peuvent être reliées les unes aux autres. Au lieu donc de choisir, pour chacune de ces grandeurs, des unités arbitraires et indépendantes des relations qui existent entre elles, il est rationnel de faire dépendre le choix des unités de la corrélation qui existe entre les diverses grandeurs. Deux corps électrisés, par exemple, s'attirent ou se repoussent avec une force qui dépend : 1° de la quantité d'électricité qu'ils possèdent, 2° de leur distance ; il est possible dès lors de fixer l'unité de quantité d'électricité d'après la valeur que l'on aura préalablement assignée aux unités de distance et de force. L'unité de quantité d'électricité sera la quantité qui, agissant sur une quantité égale située à l'unité de distance, produira une attraction ou une répulsion égale à l'unité de force.

Pour établir ce système d'unités, ainsi déduites les unes des autres et universellement adoptées aujourd'hui par les physiciens, on a fait choix de trois unités indépendantes, ou, comme on les appelle, *fondamentales* ; ce sont les unités de *longueur*, de *masse* et de *temps*, dont dérivent, par suite, les unités correspondantes à toutes les autres grandeurs physiques.

L'unité de longueur adoptée est le *centimètre*, l'unité de temps est la *seconde*. Nous verrons bientôt que l'unité dont on a fait choix pour la masse est le *gramme*.

De là le nom de Système d'unités *Centimètre-Gramme-Seconde*, ou plus simplement de *Système C. G. S.*, donné à l'ensemble des nouvelles unités de mesure.

En avançant dans l'étude de la Physique, nous dirons quelles sont les unités qu'on a ainsi été amené à adopter pour la mesure des diverses grandeurs.

**11. Mouvement uniforme. Vitesse.** — Le plus simple des mouvements que l'on puisse concevoir est le mouvement *uniforme*. Dans ce mouvement, les espaces parcourus par le mobile sont proportionnels aux temps employés à les parcourir, ou, ce qui revient



au même, les espaces parcourus pendant des temps égaux sont égaux.

La loi du mouvement uniforme est donnée par la formule :

$$e = vt,$$

dans laquelle  $e$  représente l'espace parcouru pendant le temps  $t$ . Dans cette formule,  $v$  est une quantité constante pour un même mouvement, mais variable d'un mouvement à l'autre et caractéristique, par suite, de chaque mouvement uniforme.

Si l'on donne successivement à  $t$  les valeurs 1, 2, 3..., les espaces correspondants seront successivement  $v$ ,  $2v$ ,  $3v$ ... ;  $v$  représente donc l'espace constant parcouru pendant chaque unité de temps successive. On a donné à cet espace le nom de vitesse du mouvement uniforme.

La trajectoire d'un mouvement uniforme peut d'ailleurs être rectiligne ou courbe.

Un mouvement uniforme dont la trajectoire est rectiligne reste constamment identique à lui-même dans la suite du temps. Il en résulte, en vertu du principe de l'inertie (§ 6), qu'un corps animé d'un mouvement rectiligne et uniforme a dû recevoir une impulsion initiale, mais qu'il n'est soumis, depuis l'origine du mouvement, à l'action d'aucune force constante ou variable.

12. **Mouvement varié. Vitesse. Accélération.** — Tout mouvement qui n'est pas uniforme est dit *varié*.

Un tel mouvement ne reste pas identique à lui-même dans la suite du temps ; il en résulte, d'après le principe de l'inertie, qu'un corps animé d'un mouvement varié est soumis à l'action d'une ou plusieurs forces constantes ou variables.

Si, à une époque  $t$ , on supprime toutes les forces qui agissent sur le corps, ce corps continuera à se mouvoir, en vertu de l'inertie, d'un mouvement désormais uniforme. On appelle vitesse du mouvement varié, à l'époque  $t$ , la vitesse du mouvement uniforme qui succéderait ainsi au mouvement varié au moment où les forces qui agissent sur le mobile sont supprimées.

L'accélération moyenne d'un mouvement varié est la quantité dont la vitesse augmente ou diminue pendant une unité de temps.

On représente graphiquement une vitesse ou une accélération par une droite dont la direction est celle de la vitesse et dont la longueur est prise proportionnelle à la grandeur de la vitesse ou de l'accélération.



13. **Mouvement uniformément varié.** — Le plus simple des mouvements variés est le mouvement *uniformément varié*.

Un corps est animé d'un mouvement uniformément varié lorsque les espaces qu'il parcourt sont proportionnels aux carrés des temps employés à les parcourir.

La loi d'un tel mouvement est donc donnée par la formule :

$$e = at^2,$$

dans laquelle  $e$  est l'espace parcouru pendant le temps  $t$  et  $a$  une constante caractéristique du mouvement.

On démontre, en Mécanique, que la vitesse  $v$  d'un mouvement uniformément varié croît ou diminue de quantités égales dans des temps égaux et que l'on a :

$$v = 2at.$$

Il en résulte que l'accélération d'un mouvement uniformément varié est constante; cette accélération est égale au double de la constante  $a$ .

Cette proportionnalité de la vitesse au temps et cette constance de l'accélération sont d'ailleurs des conséquences de la loi donnée par la formule :

$$e = at^2;$$

par suite, pour démontrer qu'un mouvement est uniformément varié, il suffit de s'assurer, soit que les espaces sont proportionnels aux carrés des temps employés à les parcourir, soit que la vitesse croît proportionnellement au temps.

14. **Composition des vitesses. Décomposition.** — Tout est en mouvement dans l'univers et, en réalité, le mouvement vrai d'un corps est, le plus souvent, un mouvement résultant de l'action simultanée de deux ou plusieurs mouvements composants. C'est en particulier le cas d'un point déterminé du corps humain, lorsque les diverses parties de celui-ci se déplacent les unes par rapport aux autres, comme, par exemple, dans les mouvements de locomotion.

Dans le cas de deux mouvements composants uniformes ou variés à trajectoires rectilignes ou courbes, on démontre, en partant du principe de l'inertie, que la vitesse du mouvement résultant est à chaque instant représentée, en grandeur et en direction, par la diagonale du parallélogramme dont les côtés représentent, en grandeur et en direction, les vitesses des mouvements compo-



sants. Lorsque la trajectoire d'un mouvement est courbe, la direction de la vitesse en un point quelconque est d'ailleurs donnée par la tangente à la trajectoire en ce point.

Soit, par exemple, un mobile  $M$  (fig. 1) soumis à l'action de deux forces qui, si elles agissaient séparément, feraient parcourir à ce mobile, l'une la trajectoire  $MT$ , l'autre la trajectoire  $MT'$ ; si les tangentes  $MA$ ,  $MA'$  à ces deux courbes représentent les valeurs des vitesses que chacune des forces communiquerait séparément à  $M$ , la vitesse résultant de l'action simultanée des deux forces sera, à l'instant considéré, représentée en grandeur et en direction par la diagonale  $MR$  du parallélogramme  $MARA'$ .

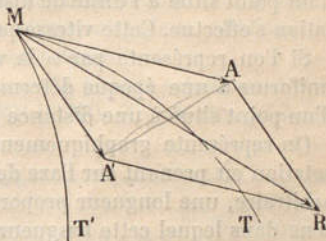


Fig. 1. — Composition des vitesses de deux mouvements uniformes.

Si les deux mouvements composants ont même trajectoire, la vitesse résultante a même direction que les vitesses composantes; elle est en outre égale, en grandeur, à la somme algébrique de celles-ci.

Lorsqu'un corps est simultanément animé de plus de deux mouvements, pour trouver la vitesse résultante on appliquera la règle précédente à deux quelconques des vitesses composantes; puis, on appliquera de nouveau la même règle à la résultante partielle ainsi trouvée et à une troisième vitesse composante, et ainsi de suite.

Réciproquement, la vitesse d'un mouvement quelconque peut être décomposée en un nombre quelconque de vitesses composantes; il suffit que les grandeurs et les directions de celles-ci soient telles que leur résultante, déterminée d'après la règle précédente, soit égale en grandeur et en direction à la vitesse unique primitive.

45. **Mouvements de rotation.** — Il est des mouvements spéciaux que l'on a besoin de composer ou de décomposer pour faire l'étude de certains phénomènes d'ordre physique ou d'ordre biologique; tels sont les mouvements de rotation d'un corps et les mouvements périodiques. Il est donc utile, en outre des généralités qui précèdent, d'étudier sommairement ces mouvements particuliers.



On dit qu'un corps est animé d'un *mouvement de rotation* autour d'un axe lorsque tous ses points décrivent des circonférences dont le centre est sur cet axe, lequel d'ailleurs est perpendiculaire aux plans de ces circonférences.

On appelle *vitesse angulaire* d'un mouvement de rotation la vitesse d'un point situé à l'unité de distance de l'axe autour duquel la rotation s'effectue. Cette vitesse peut être uniforme ou variée.

Si l'on représente par  $\omega$  la vitesse angulaire d'un mouvement uniforme à une époque déterminée, la vitesse, au même instant, d'un point situé à une distance  $l$  de l'axe de rotation sera  $l\omega$ .

On représente graphiquement les éléments d'un mouvement de rotation en prenant sur l'axe de rotation, à partir d'un point fixe arbitraire, une longueur proportionnelle à la vitesse angulaire. Le sens dans lequel cette longueur doit être portée est déterminé par un observateur couché le long de l'axe, dont les pieds seraient au point fixe, et pour lequel le mouvement de rotation aurait le même sens que celui des aiguilles d'une montre.

**16. Composition et décomposition des rotations.** — L'étude de la composition des rotations conduit aux théorèmes suivants :

Lorsqu'un corps est animé simultanément de deux mouvements de rotation autour de deux axes parallèles (c'est-à-dire lorsqu'un corps tourne autour d'un axe A avec une vitesse angulaire  $\omega$  pendant que le corps et cet axe A tournent avec une vitesse angulaire  $\omega'$  autour d'un axe fixe B parallèle à A), la vitesse dont est animé un point M du corps est à chaque instant égale à celle qui résulterait, pour ce point, d'un mouvement de rotation unique effectué autour d'une ligne C située dans le plan des positions actuelles des axes A et B et parallèle à leur direction commune.

Les distances de l'axe C de la rotation unique aux axes primitifs A et B sont d'ailleurs en raison inverse des vitesses angulaires  $\omega$  et  $\omega'$ ; en outre, l'axe C est situé entre A et B ou en dehors de ces axes suivant que les rotations composantes sont de même sens ou de sens contraire.

Enfin, la vitesse angulaire de la rotation résultante est égale à la somme algébrique des vitesses angulaires composantes.

Lorsque les vitesses des rotations composantes sont égales et contraires, l'axe de la rotation unique dont il vient d'être question est situé à l'infini; on dit alors que l'on a un *couple de rotation*.

On démontre qu'un couple de rotation équivaut à un mouvement de translation, c'est-à-dire à un mouvement dans lequel les



divers points du corps sont, au même instant, animés de vitesses égales et parallèles. La direction du mouvement de translation par lequel on peut, à un moment donné, remplacer le couple de rotation, pour la détermination des vitesses des divers points du corps, est perpendiculaire au plan des positions actuelles des axes des rotations primitives; la vitesse de ce mouvement est égale au produit de la vitesse angulaire, commune aux deux rotations du couple, par la distance des axes de ces rotations.

Il peut arriver qu'un corps soit soumis à deux rotations simultanées autour d'axes concourants MP et MQ, c'est-à-dire qu'il soit assujéti à tourner autour d'un axe MP (fig. 2) avec une vitesse angulaire  $\omega$  représentée par MP', pendant que le plan PMQ tourne autour de l'axe MQ avec une vitesse angulaire  $\omega'$  représentée par MQ'.

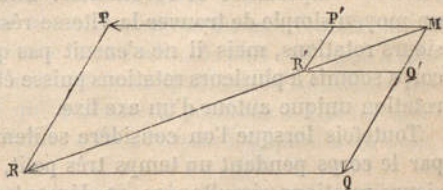


Fig. 2. — Composition de deux rotations concourantes.

Dans ce cas, la vitesse d'un point du corps, à un moment quelconque, est donnée en grandeur et en direction par la vitesse qu'aurait ce point, à l'instant considéré, s'il n'était soumis qu'à une rotation unique dont l'axe et la vitesse angulaire seraient représentés par la diagonale MR' du parallélogramme construit sur les vitesses angulaires composantes MP', MQ', considérées avec leurs valeurs et leurs directions actuelles.

Il existe des théorèmes analogues relatifs au cas où un corps est soumis simultanément à plus de deux rotations autour d'axes parallèles ou concourants. Soit, en particulier, le cas d'un corps soumis à trois mouvements de rotation autour de trois axes concourants A, B, C, le corps tournant autour de l'axe A, lequel effectue en même temps une rotation autour de l'axe B, l'ensemble du corps et des axes A et B étant, en outre, entraîné par une rotation autour de l'axe C. La vitesse d'un point du corps, à un moment quelconque, est celle qui résulterait d'une rotation unique dont l'axe et la vitesse angulaire seraient donnés, au moment considéré, par la diagonale du parallélépipède construit sur les valeurs actuelles des vitesses angulaires composantes comptées sur les positions actuelles de leurs axes respectifs de rotation.



Inversement, la vitesse communiquée à un point d'un corps par une rotation unique peut être regardée, à chaque instant, comme la résultante d'un nombre quelconque de vitesses autour d'un même nombre d'axes de rotation qui concourent sur l'axe de la rotation unique et dont les directions peuvent être prises à volonté; la valeur actuelle des vitesses composantes et la valeur de la vitesse réelle du corps doivent d'ailleurs satisfaire aux règles précédentes.

Il importe de remarquer que les règles précédentes de la composition et de la décomposition des rotations ne sont relatives qu'aux vitesses composantes et résultantes. Elles constituent seulement un moyen simple de trouver la vitesse résultante de deux ou plusieurs rotations, mais il ne s'ensuit pas que le mouvement d'un corps soumis à plusieurs rotations puisse être identifié à celui d'une rotation unique autour d'un axe fixe.

Toutefois lorsque l'on considère seulement le déplacement subi par le corps pendant un temps très petit, sous l'influence de plusieurs rotations simultanées, on démontre que le corps peut être amené de sa première position dans la seconde par une rotation unique déterminée comme il a été dit plus haut, et réciproquement.

**17. Mouvement vibratoire, ou périodique, simple ou pendulaire.** — On appelle *mouvement vibratoire* ou *périodique* celui dont tous les éléments, position du mobile, grandeur et direction de la vitesse, repassent par les mêmes valeurs après un intervalle de temps constant, lequel porte le nom de *période*. Tout mouvement vibratoire doit satisfaire à la définition précédente quel que soit l'instant à partir duquel la période est comptée.

Un mouvement vibratoire est dit *simple* lorsque sa loi (relation entre l'espace parcouru par le mobile et le temps employé à le parcourir) est donnée par la formule :

$$x = a \cos 2\pi \frac{t}{\tau}, \quad (1)$$

où  $x$  représente l'espace,  $t$  le temps,  $a$  et  $\tau$  des constantes.

Dans un tel mouvement, la vitesse du mobile en fonction du temps est donnée par l'expression :

$$v = -\frac{2\pi a}{\tau} \sin 2\pi \frac{t}{\tau}$$

Il est facile de voir que  $x$  et  $v$  repassent périodiquement par les mêmes valeurs après chaque intervalle de temps égal à  $\tau$ ; cet intervalle représente donc la période du mouvement.

La valeur maxima de  $x$  correspond aux temps  $t = \tau, t = 2\tau, t = 3\tau \dots$  pour lesquels le  $\cos.$  atteint sa plus grande valeur qui est l'unité; cette valeur maxima de  $x$  est égale à  $a$ .

La valeur minima de  $x$  correspond de même aux temps  $t = \frac{\tau}{2}, t = \frac{3\tau}{2}, t = \frac{5\tau}{2} \dots$ , puisque le  $\cos.$  atteint alors sa plus petite valeur  $-1$ ; la valeur minima de  $x$  est donc  $-a$ .

On voit d'après cela que le mobile, animé du mouvement périodique représenté par la formule (1), s'écarte, de part et d'autre d'une position moyenne, d'une longueur  $a$  comptée sur la trajectoire. La quantité  $2a$ , ou l'espace qui sépare les positions extrêmes auxquelles le mobile peut parvenir, a reçu le nom d'*amplitude* du mouvement vibratoire.

On a immédiatement une idée nette des diverses particularités de ce mouvement si l'on construit la courbe correspondante à la

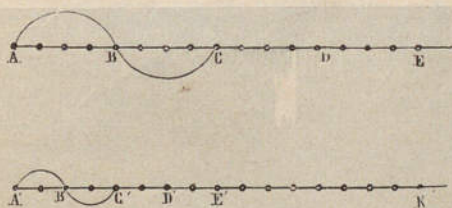


Fig. 3. — Représentation graphique de mouvements périodiques simples ou pendulaires.

formule (1). Pour cela, on porte sur une droite AE (fig. 3) des longueurs égales, lesquelles représenteront des intervalles de temps égaux. Par chacun des points de division ainsi obtenus, on élève des ordonnées ou perpendiculaires à AE, et sur chacune d'elles on porte des longueurs proportionnelles aux valeurs que prend  $x$  lorsque, dans la formule (1), on substitue à  $t$  le rang de la division par laquelle ces perpendiculaires ont été menées. On convient d'ailleurs de porter ces longueurs au-dessus ou au-dessous de AE, suivant que le mobile se trouve d'un côté ou de l'autre de sa position moyenne. Si l'on réunit alors par un trait continu les extrémités des longueurs ainsi comptées sur les diverses ordonnées, la



courbe que l'on obtient, de forme sinueuse, est la représentation graphique du mouvement vibratoire simple.

Le mouvement des branches d'un diapason, dont le son est dépourvu d'harmoniques, est un mouvement vibratoire simple.

Un mouvement vibratoire ou périodique simple est souvent appelé mouvement *pendulaire*, parce que la formule (1) représente aussi la loi du mouvement d'un pendule simple oscillant dans le vide et effectuant de petites oscillations.

18. **Mouvement vibratoire ou périodique complexe.** — Tout mouvement périodique qui n'est pas simple est dit *complexe*.

On rencontre des mouvements périodiques complexes dans l'étude de plusieurs phénomènes soit physiques, soit biologiques.

La loi de tels mouvements est représentée par une formule plus complexe que la formule (1); cette formule complexe varie d'ailleurs d'un mouvement à l'autre.

Pour avoir une idée nette d'un mouvement périodique complexe, il faut le représenter graphiquement, comme nous l'avons

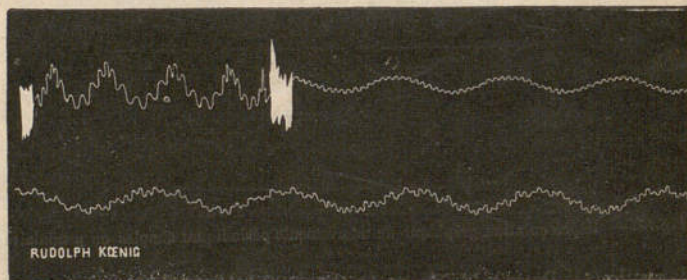


Fig. 4. — Vibrations d'un diapason à branches minces dont le son fondamental est accompagné d'un harmonique (tracé supérieur) ou de deux harmoniques (tracé inférieur).

expliqué pour le mouvement périodique simple. Il est très souvent possible de faire inscrire la courbe représentatrice de la loi d'un mouvement périodique par le corps vibrant lui-même. A cet effet, on munit ce corps d'une plume de forme particulière imbibée d'encre, ou d'un simple style métallique, que l'on amène au contact d'une feuille de papier blanc ou enfumé, et l'on fait mouvoir la feuille de papier ou le corps vibrant d'un mouvement uniforme.



Le corps inscrit ainsi lui-même les positions successives qu'il occupe dans la suite du temps.

C'est ainsi qu'ont été obtenues les courbes de la figure 4 qui représentent le mouvement vibratoire d'un diapason dont le son fondamental est accompagné d'un ou de deux harmoniques, la

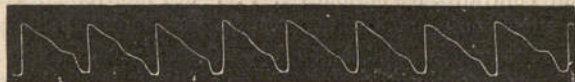


Fig. 5. — Mouvement périodique complexe de la pulsation artérielle.

courbe de la figure 5, laquelle représente le mouvement périodique complexe qui constitue la pulsation artérielle, et celle de la



Fig. 6. — Mouvement périodique complexe de la membrane du tympan.

figure 6 qui correspond au mouvement de la membrane du tympan ébranlée par un son composé.

**19. Composition des mouvements périodiques.** — Lorsque deux ou plusieurs mouvements périodiques agissent simultanément en un même point, il peut se faire qu'ils soient parallèles ou obliques entre eux, c'est-à-dire que leurs vitesses aient même direction ou fassent entre elles un certain angle. Dans l'un et l'autre cas, le mouvement résultant sera ou ne sera pas périodique, suivant que les périodes des mouvements composants ont ou n'ont pas de commune mesure.

Soient, en effet, trois mouvements vibratoires composants dont les périodes sont  $\tau$ ,  $\tau'$ ,  $\tau''$  et soit  $\theta$  une commune mesure entre ces trois temps, contenue  $a$  fois dans  $\tau$ ,  $b$  fois dans  $\tau'$ ,  $c$  fois dans  $\tau''$ . Au bout du temps représenté par le produit  $abc\theta$ , le premier mouvement aura effectué  $bc\theta$  vibrations complètes, le second  $ac\theta$  vibrations complètes, le troisième  $ab\theta$  vibrations complètes. Après ce temps  $abc\theta$ , les divers mouvements composants se retrouveront donc chacun dans la même phase de vibration qu'à l'origine, et le mouvement résultant sera, à ce moment, identique à ce qu'il était au début. Les éléments caractéristiques des divers mouvements composants présenteront dès lors successivement entre eux, à mesure que le temps s'écoulera, les mêmes rapports qu'ils ont pré-



sentés pendant l'intervalle de temps  $abc\theta$  précédent ; ces éléments du mouvement résultant repasseront donc, pendant le second temps  $abc\theta$ , par les mêmes valeurs que pendant le premier de ces intervalles ; le mouvement résultant sera en conséquence lui-même périodique.

Si, au contraire, les périodes  $\tau$ ,  $\tau'$ ,  $\tau''$  des mouvements composants n'ont pas de commune mesure, ces mouvements ne se retrouveront jamais, les uns par rapport aux autres, dans le même état qu'au début ; par suite, les éléments du mouvement résultant ne reprendront jamais tous simultanément les valeurs qu'ils avaient à une époque donnée antérieure, et ce mouvement résultant ne sera pas périodique.

La loi d'un mouvement vibratoire résultant, dont on connaît les mouvements simples composants, peut être obtenue par le calcul. Quant à la représentation graphique d'un tel mouvement, on l'obtient, dans le cas où les vitesses composantes ont même direction, en faisant la somme des ordonnées correspondantes des courbes représentatrices des mouvements composants.

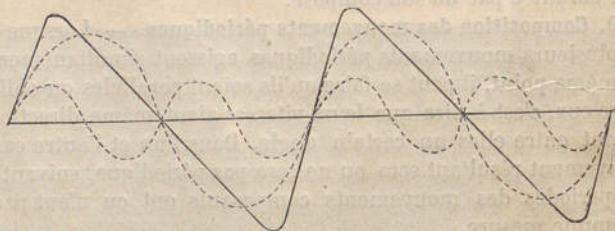


Fig. 7. — Composition de deux mouvements périodiques simples et décomposition d'un mouvement périodique complexe.

C'est ainsi qu'a été obtenue la courbe à trait continu de la figure 7 qui représente le mouvement vibratoire complexe résultant de la composition des deux mouvements vibratoires simples représentés par les deux courbes à traits discontinus de la même figure.

**20. Décomposition d'un mouvement périodique complexe.** — Fourier a démontré que :

1° Il existe toujours une série, et une seule, de mouvements pendulaires simples dont la composition conduit à un mou-

vement résultant identique à un mouvement périodique complexe donné.

2° Les périodes des mouvements pendulaires composants sont des sous-multiples de la période du mouvement complexe résultant. Le nombre et la valeur des éléments (amplitude, direction, etc.) de ces mouvements pendulaires varient d'ailleurs avec la nature du mouvement périodique complexe résultant.

La figure 7 donne un exemple graphique d'une semblable décomposition. Le mouvement périodique complexe représenté par la courbe formée d'un trait continu est, en effet, le mouvement résultant de la composition des deux mouvements pendulaires représentés par les deux courbes formées de traits discontinus ; il n'existe pas d'ailleurs de mouvements périodiques simples, autres que ceux de la figure, qui puissent, par leur combinaison, donner naissance au mouvement complexe de la courbe à trait continu.

L'étude des diverses sources sonores et celle de la phonation et de l'audition offrent des exemples de semblables décompositions d'un mouvement périodique complexe en mouvements pendulaires.

## II. — Statique.

21. **Éléments d'une force. Équilibre.** — Nous avons dit qu'on appelle *force* toute cause qui produit, ou qui tend à produire, un mouvement ou une transformation de mouvement.

Il y a lieu de distinguer dans une force son *point d'application*, sa *direction* et son *intensité*, éléments dont le nom, à lui seul, suffit comme définition.

On représente graphiquement une force par une ligne qui part du point d'application de la force, dont la direction est celle de la force et à laquelle on donne une longueur proportionnelle à l'intensité de cette force.

Il arrive fréquemment qu'un corps est soumis à l'action simultanée de plusieurs forces. Il peut se faire alors que celles-ci détruisent mutuellement leurs effets, c'est-à-dire qu'elles ne changent rien à l'état de repos ou de mouvement dans lequel le corps se trouvait antérieurement à leur action. On dit dans ce cas que les forces considérées se font *équilibre*.

La *Statique* est la recherche des conditions auxquelles les forces doivent satisfaire pour être en équilibre.



Nous définirons plus loin l'unité pratique et l'unité C. G. S. de force, le *kilogramme* et la *dynes*.

22. **Mesure des forces. Dynamomètres.** — La mesure de l'intensité des forces, c'est-à-dire leur comparaison avec l'unité de force ou kilogramme, se fait en général au moyen des *dynamomètres*.

On appelle ainsi des instruments constitués essentiellement par un corps élastique qui, soumis à l'action d'une force, éprouve une déformation d'autant plus considérable que cette force est plus grande. Une graduation expérimentale, obtenue en soumettant le dynamomètre à l'action de forces égales à 1, 2, 3,..... kilogr. et en notant chaque fois la déformation éprouvée, donne, par une simple lecture, la valeur en kilogrammes de la force que l'on fait agir sur l'instrument.

Le corps élastique qui constitue la partie essentielle du dynamomètre est, soit un ressort à boudin, soit une lame flexible courbée suivant les côtés d'un angle, soit encore deux lames métalliques curvilignes réunies par leurs extrémités de manière à former une sorte d'ellipse, etc.

Les dynamomètres sont employés en clinique pour mesurer la force musculaire et pour suivre les variations de cette force chez certains malades; ces instruments font également partie d'un certain nombre d'appareils imaginés pour réduire les luxations et servent alors à l'évaluation de la force développée par l'opérateur; enfin le principe des dynamomètres a été utilisé dans la construction d'instruments destinés à peser les nouveau-nés pendant les premiers mois de leur existence.

23. **Composition des forces concourantes. Décomposition des forces.** — Pour pouvoir énoncer les conditions générales de l'équilibre d'un corps soumis à un système quelconque de forces, il est nécessaire de connaître les règles de la composition des forces concourantes, des forces parallèles et des couples. Nous rappellerons donc tout d'abord ces règles de composition.

La composition des forces concurrentes est basée sur ce principe :

Une force peut, sans qu'il soit rien changé à l'effet qu'elle produit, être transportée en un point quelconque de sa direction rectiligne, pourvu que le nouveau point d'application soit invariablement lié au premier.

On déduit immédiatement de là que :

Lorsque des forces, en nombre quelconque, sont appliquées en un même point, suivant la même direction ou suivant deux directions



directement opposées, on peut les remplacer par une force unique, dite *résultante*, dont l'intensité est égale à la somme algébrique des forces composantes, ces dernières étant regardées comme positives lorsqu'elles sont dirigées dans un sens et comme négatives lorsqu'elles sont dirigées dans le sens contraire.

La résultante est dirigée suivant la direction des forces composantes positives ou des forces composantes négatives, suivant que la somme algébrique qui donne l'intensité de cette composante est affectée du signe  $+$  ou du signe  $-$ .

Ceci acquis, on démontre que :

Si deux forces d'intensités égales à MP et MQ (fig. 8) agissent simultanément sur un

même point M, suivant des directions MP et MQ qui font entre elles un angle quelconque, on peut les remplacer par une force unique, *résultante*, appliquée au même point, et représentée en grandeur et



Fig. 8. — Composition de deux forces concourantes.

en direction par la diagonale MR du parallélogramme construit sur les directions et les intensités des deux composantes.

C'est en cela que consiste la règle dite du *parallélogramme des forces*.

On peut de même remplacer par une seule un nombre quelconque de forces appliquées en un même point. On obtient la grandeur et la direction de la résultante en appliquant successivement la règle précédente à deux forces composantes, puis à la résultante partielle ainsi trouvée et à une troisième composante, etc.

Dans le cas particulier de trois forces concourantes, la résultante est donnée en grandeur et en direction par la diagonale du parallélépipède construit sur la direction et les intensités des trois composantes; c'est là la règle du *parallélépipède des forces*.

Inversement, une force unique peut être décomposée en deux ou plusieurs forces concourantes, de directions arbitrairement choisies; mais les intensités de ces forces doivent satisfaire aux règles précédentes.

24. Composition des forces parallèles. Décomposition. — On démontre que :

*parallélogramme des forces*  
 quel est d'ici et  
 qui a écrit le  
 texte  
 ci-dessus?



Lorsque deux forces  $P$  et  $Q$  (fig. 9 et 10) ont des directions parallèles et sont appliquées en deux points  $A$  et  $B$  invariablement liés entre eux, on peut les remplacer, sans qu'il y ait rien de changé à l'effet produit, par une force unique ou *résultante*. La direction de cette résultante  $R$  est parallèle à la direction commune des composantes; son intensité est égale à la somme ou à la différence des intensités des forces composantes, suivant que celles-ci sont dirigées dans le même sens ou en sens inverse; enfin cette résultante est appliquée, sur la droite qui joint les points d'application

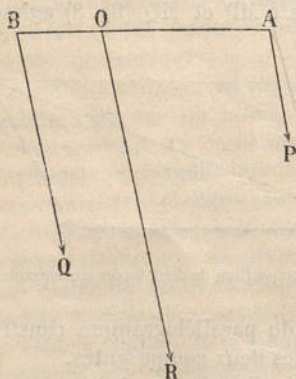


Fig. 9. — Composition de deux forces parallèles et de même sens.

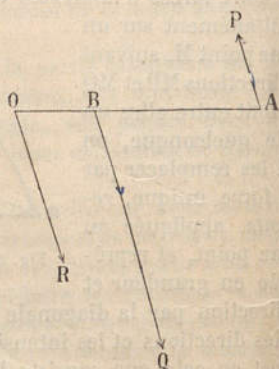


Fig. 10. — Composition de deux forces parallèles et de sens inverses.

$A$  et  $B$  des composantes, en un point  $O$  (fig. 9 et 10) tel que ses distances aux points  $A$  et  $B$  soient en raison inverse des intensités  $P$  et  $Q$  des composantes.

Le point  $O$  est d'ailleurs situé entre  $A$  et  $B$  (fig. 9) ou en dehors de l'intervalle de ces points (fig. 10), suivant que les deux composantes sont de même sens ou de sens inverses.

On peut dès lors substituer une force résultante unique à un nombre quelconque de forces parallèles appliquées en des points invariablement liés entre eux. Il suffit, comme dans le cas de plusieurs forces concourantes, de déterminer la résultante partielle de deux quelconques des forces composantes, d'appliquer de nouveau la règle précédente à cette résultante partielle et à une troisième composante, et ainsi de suite.

En regardant comme positives les forces composantes dirigées dans un certain sens, comme négatives celles qui sont dirigées en sens inverse, on voit immédiatement que la résultante finale est égale à la somme algébrique des composantes et qu'elle est parallèle à leur direction commune. Son point d'application, appelé *centre des forces parallèles*, se confond avec le *centre de gravité* du corps constitué par l'ensemble des points d'application des composantes, dans le cas particulier où celles-ci ont toutes même intensité.

De la façon même dont on détermine le centre des forces parallèles, il résulte que la position de ce point reste fixe lorsque la direction commune des forces change et lorsque l'intensité de ces forces augmente ou diminue dans le même rapport pour chacune d'elles.

Inversement, une force unique  $R$  appliquée en un point  $O$  peut être remplacée par deux ou plusieurs forces parallèles à  $R$  et appliquées en des points arbitrairement choisis, mais invariablement réunis au point  $O$ . Les intensités de ces forces et celle de la force  $R$  doivent d'ailleurs satisfaire aux règles précédentes.

**23. Couple. Composition des couples. Décomposition.** — Lorsqu'on applique la règle de la composition de deux forces parallèles au cas où ces forces sont égales et de sens contraires, on trouve que la résultante est nulle et appliquée à l'infini. Cela signifie, en réalité, qu'il n'y a pas de force unique pouvant remplacer les deux forces primitives.

L'ensemble de deux forces parallèles, égales, de sens contraires et appliquées en deux points distincts invariablement liés entre eux, a reçu le nom de *couple*.

On appelle *bras de levier* du couple la perpendiculaire commune aux deux forces égales et de sens contraires.

Le *moment* d'un couple est le produit de l'intensité commune  $F$  des forces qui le constituent par la longueur  $l$  de son bras de levier.

On appelle *axe* d'un couple une perpendiculaire élevée sur son plan par un point  $O$  de son bras de levier et sur laquelle on porte, à partir de  $O$ , une longueur  $OA$  proportionnelle à son moment. Le sens dans lequel cette longueur doit être comptée à partir de  $O$ , sur la perpendiculaire au plan du couple, est d'ailleurs tel que, pour un observateur couché sur cet axe, les pieds en  $O$ , la tête en  $A$ , le sens de la rotation que le couple tend à produire soit le même que celui des aiguilles d'une montre.



Poinsot, qui a fait une étude spéciale des couples, a démontré les propositions suivantes :

1° a. On ne change en rien l'effet produit par un couple, si on le transporte dans l'espace parallèlement à lui-même, ou si on le fait tourner d'un angle quelconque, dans son plan, autour d'un point, pourvu que le nouveau bras de levier soit invariablement lié au premier.

2° b. On peut, sans changer en rien l'effet produit, substituer à un couple donné un autre couple situé dans le même plan ou dans un plan parallèle, pourvu que le moment du nouveau couple soit égal à celui du premier et que les deux bras de levier soient invariablement liés entre eux.

Il est facile de démontrer qu'il résulte de ces propositions qu'un nombre quelconque de couples placés comme on le voudra dans l'espace, mais dont les bras de levier sont invariablement liés entre eux, peuvent toujours être remplacés par un couple unique.

En considérant les axes qui déterminent complètement les couples, et remarquant qu'en vertu des propositions *a* et *b* on peut toujours transporter les couples de telle sorte que leurs bras de levier concourent en un point par lequel on mènera leurs axes, Poinsot a établi la règle suivante de composition :

3° c. Deux couples quelconques, dont les bras de levier sont invariablement liés entre eux, peuvent toujours, sans que rien soit changé à l'effet produit, être remplacés par un couple unique résultant, dont l'axe est donné, en grandeur et en direction, par la diagonale du parallélogramme construit sur les axes des deux couples composants.

La règle, comme on le voit, est identique à celle de la composition des forces concourantes, et, comme cette dernière, elle permet de substituer un couple résultant unique à un nombre quelconque de couples orientés comme on le voudra dans l'espace, mais dont les bras de levier sont invariablement liés entre eux.

Inversement, un couple unique peut être remplacé par deux ou plusieurs couples composants dont les plans peuvent être choisis arbitrairement, mais dont les axes doivent satisfaire à la règle précédente.

26. **Condition d'équilibre des forces concourantes.** — Pour que des forces concourantes se fassent équilibre, il faut et il suffit évidemment que leur résultante soit nulle. Dans le cas particulier où les forces concourantes sont toutes situées dans le même plan, la



condition précédente peut être traduite algébriquement d'une façon très simple, grâce à la considération des *moments* des forces.

En effet, on appelle *moment* d'une force  $F$ , par rapport à un point quelconque  $O$  (fig. 11), le produit  $l \times F$  de l'intensité  $AP = F$  de la force par la perpendiculaire  $OD = l$  abaissée du point  $O$  sur la direction de cette force. Le moment est d'ailleurs regardé comme positif ou comme négatif suivant que, en supposant le point  $O$  fixe, la force tend à faire tourner la perpendiculaire  $l$  dans le sens des aiguilles d'une montre ou en sens inverse.

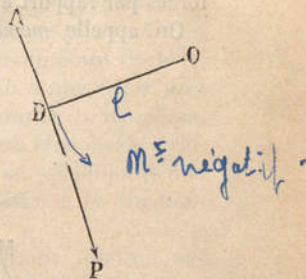


Fig. 11. — Moment (négatif) d'une force par rapport à un point.

Le point  $O$  est le *centre des moments*.

Or, on démontre que le moment de la résultante de plusieurs forces concourantes situées dans le même plan, par rapport à un point quelconque situé dans ce plan, est égal à la somme algébrique des moments des composantes.

Dans le cas où les composantes se font équilibre, le moment  $l \times R$  de cette résultante est toujours nul, quel que soit  $l$ , puisque  $R$  est nul; de là cette conséquence :

Pour que des forces concourantes situées dans le même plan se fassent équilibre, il faut et il suffit que la somme algébrique des moments de ces forces, par rapport à un point quelconque situé dans leur plan, soit nul.

Soient donc  $F, F', F'' \dots$ , les intensités des composantes,  $l, l', l'' \dots$ , les longueurs des perpendiculaires abaissées du centre des moments sur les directions de ces forces; la condition algébrique de l'équilibre sera :

$$lF + l'F' + l''F'' \dots = 0.$$

**27. Condition d'équilibre des forces parallèles.** — La condition nécessaire et suffisante est encore évidemment que la résultante soit nulle et appliquée en un point situé à distance finie.

Dans le cas où les forces parallèles sont toutes situées dans le même plan, le théorème des moments, énoncé dans le précédent paragraphe, est encore vrai et la condition algébrique de l'équilibre est encore donnée par l'équation :

$$lF + l'F' + l''F'' \dots = 0,$$



dans laquelle les diverses lettres ont la même signification que ci-dessus.

Dans le cas où les forces parallèles ne sont pas toutes situées dans un même plan, on arrive à une condition algébrique d'équilibre analogue à la précédente par la considération du moment des forces par rapport à un plan.

On appelle *moment* d'une force AP (fig. 12), par rapport à un

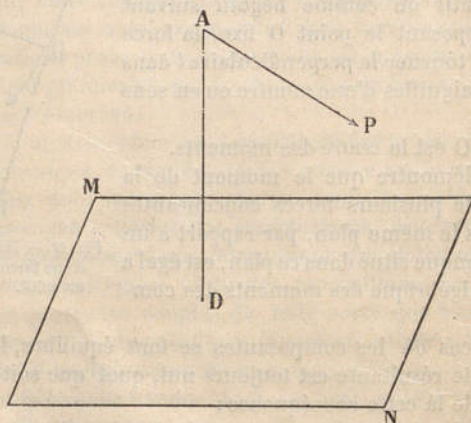


Fig. 12. — Moment d'une force par rapport à un plan.

plan MN qui lui est parallèle, le produit de l'intensité  $AP=F$  de cette force par la distance  $AD=l$  de la force au plan.

Or il existe, pour de tels moments et de telles forces, un théorème absolument analogue à celui des moments par rapport à un point.

On déduira évidemment de ce théorème que : pour que des forces parallèles, non situées dans le même plan, se fassent équilibre, il faut et il suffit que la somme algébrique de leurs moments, par rapport à un plan parallèle à leur direction, soit nulle, condition dont la traduction algébrique est encore :

$$lF + l'F' + l''F'' \dots = 0,$$

où  $F, F', F'' \dots$ , représentent, comme ci-dessus, les intensités des forces parallèles et  $l, l', l'' \dots$  les distances de ces forces au plan.

28. **Condition d'équilibre de forces quelconques.** — Soit maintenant le cas général d'un nombre quelconque de forces qui ne sont ni concourantes, ni parallèles, ni situées dans un même plan et dont les points d'application sont invariablement liés entre eux.

Il est facile de démontrer que, en vertu des principes énoncés dans les paragraphes précédents, toutes ces forces peuvent être remplacées par une force unique  $F$  appliquée en un point  $O$  choisi arbitrairement et par un couple. Cette réduction à une force unique et à un couple peut être opérée d'une infinité de manières, puisque le point d'application  $O$  de la force peut être choisi arbitrairement ; mais parmi toutes ces manières, il en est toujours une pour laquelle le plan du couple est perpendiculaire à la direction de la force  $F$ .

Un nombre quelconque de forces de directions quelconques étant réductible seulement à une force  $F$  et à un couple, et un couple n'ayant pas de résultante unique, les forces considérées ne pourront se faire équilibre que si la force  $F$  et le couple sont nuls séparément.

29. **Des corps génés.** — Tous les théorèmes que nous venons d'énoncer, relativement aux conditions d'équilibre des forces, ne s'appliquent qu'au cas où les points d'application, d'ailleurs invariablement liés entre eux, c'est-à-dire constituant un corps solide, ne sont soumis à aucune liaison qui les empêche d'obéir à l'action de telle ou telle force.

Si des liaisons existent, les conditions de l'équilibre seront évidemment changées.

Soit, par exemple, un corps assujéti à tourner autour d'un point fixe et soumis aux forces quelconques considérées dans le paragraphe précédent. On pourra toujours opérer la réduction de ces forces de telle sorte que la force isolée  $F$ , qui, avec un couple, peut être substituée à l'ensemble des composantes, passe par le point fixe. Cette force est alors détruite par la résistance de ce point, et il suffit, pour qu'il y ait équilibre, que le couple soit nul.

Mais on ne peut, en somme, rien dire de général sur les conditions d'équilibre des corps génés ; chaque cas doit être examiné en particulier. C'est ce que l'on doit faire, par exemple, pour les mouvements des diverses parties du squelette qui, mobiles les unes par rapport aux autres grâce à des articulations de formes diverses, constituent des systèmes soumis à des liaisons.



30. **Équilibre du levier.** — Un cas particulièrement intéressant à étudier pour le médecin, comme exemple de recherche des conditions d'équilibre d'un corps gêné, est celui du levier. Les propriétés du levier sont, en effet, utilisées dans un très grand nombre d'instruments de chirurgie et de physiologie ; en outre, diverses pièces du corps humain constituent des leviers de genres divers

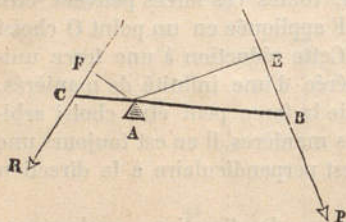


Fig. 13. — Levier du premier genre.

dont il importe de savoir expliquer le mode de fonctionnement et de pouvoir apprécier les effets.

On appelle levier une tige rigide CB (fig. 13), droite ou courbe, mobile autour d'un point fixe A, et sollicitée par deux forces CR, BP, parallèles ou non parallèles, qui peuvent être ou ne pas être situées dans le même plan.

On appelle *bras* du levier les perpendiculaires AF, AE abaissées du point fixe A sur la direction des deux forces du levier.

Si les forces BP, CR ne sont pas dans le même plan, elles ne peuvent pas avoir de résultante unique ; par suite, quelles que soient les intensités de ces forces, le levier ne peut pas être en équilibre.

Lorsque les forces BP et CR sont dans un même plan, il faut et il suffit, pour que le levier soit en équilibre, que la résultante de ces forces passe par le point d'appui A, car on pourra toujours transporter cette résultante en A (§ 23), où elle sera détruite par la résistance de ce point fixe. Or le moment de la résultante par rapport à ce point A sera alors nul, puisque la perpendiculaire abaissée de A sur cette force sera nulle. La somme des moments des forces BP et CR, somme qui est égale au moment de la résultante, sera donc nulle aussi ; la condition d'équilibre sera par suite donnée par l'égalité :

$$BP \times AE - CR \times AF = 0, \quad (1)$$

dans laquelle le signe — résulte de ce que, les forces tendant à faire tourner leurs bras de levier respectifs dans des sens inverses, leurs moments sont de signes contraires.

Cette relation (1) peut s'écrire :

$$BP \times AE = CR \times AF \quad \text{ou} \quad \frac{BP}{CR} = \frac{AF}{AE}$$



Donc : pour qu'un levier soit en équilibre, il faut et il suffit, dans le cas où les forces qui agissent sur lui sont situées dans le même plan, que ces forces soient en raison inverse de leurs bras de levier.

Le levier est employé pour vaincre une résistance, c'est-à-dire pour soulever, déplacer, diviser un corps résistant. La force à vaincre porte le nom de *résistance*; la force qui doit vaincre la résistance, force musculaire ou autre, s'appelle la *puissance*.

On distingue divers genres de leviers suivant les positions relatives du point fixe et des points d'application de la puissance et de la résistance.

Le levier du *premier genre* est celui de la figure 13, dans lequel le point fixe A est situé entre les points d'application B, C de la puissance BP et de la résistance CR.

Un levier est dit du *second genre* (fig. 14) lorsque le point fixe A est situé en dehors des points d'application B, C de la puissance et de la résistance et du côté de la résistance.

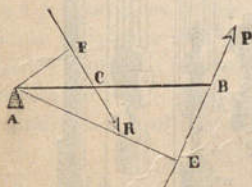


Fig. 14. — Levier du second genre.

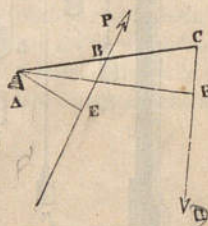


Fig. 15. — Levier du troisième genre.

$$\frac{F}{P} = \frac{AE}{AF}$$

Dans le levier du *troisième genre* (fig. 15), le point fixe A est encore en dehors des points d'application B, C de la puissance et de la résistance, mais il est situé du côté de la puissance.

Quel que soit le genre de levier considéré, les conditions d'équilibre sont celles que nous avons établies plus haut pour le levier du premier genre.

Il résulte de là que, suivant le genre du levier employé, on fera équilibre à une résistance donnée au moyen d'une force inférieure, égale ou supérieure à cette résistance.

Nous reviendrons plus loin (§ 44) sur la théorie du levier, quand nous aurons défini le travail des forces, afin d'apprécier rigoureusement les avantages et l'exacte utilité de cette machine simple.



31. **Équilibre de la poulie et de la moufle.** — Les poulies et les mouffles sont utilisées dans diverses circonstances par le médecin, par exemple pour permettre à un malade immobilisé dans une gouttière de se soulever lui-même sur son lit, (pour réduire des luxations, etc.)

La poulie et la moufle sont des corps gênés pour lesquels il est facile de trouver les conditions d'équilibre.

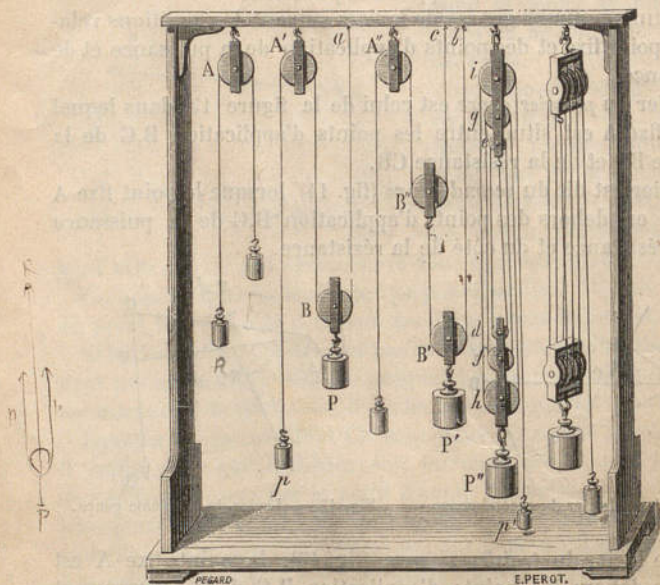


Fig. 16. — Poulies et Mouffles : A, poulie fixe ; B, poulie mobile ; A', B', B'', moufle ; i, g, e, d, f, h, autre moufle ; la moufle figurée à droite de la précédente porte généralement le nom de *palan*.

On donne le nom de *poulie* à une roue (fig. 16, A) pouvant tourner autour d'un axe fixe perpendiculaire à son plan et creusée, sur sa tranche, d'une gorge dans laquelle passe un fil flexible et inextensible aux extrémités duquel agissent deux forces, la puissance et la résistance.

Le fil, qui n'est fixé en aucun de ses points, doit être également tendu dans toutes ses parties ; par suite, dans les deux cas de parallélisme et de non-parallélisme des deux brins du

fil, c'est-à-dire de la puissance et de la résistance, il faut évidemment, pour qu'il y ait équilibre, que ces deux forces soient égales.

La condition d'équilibre de la poulie est donc que la puissance soit égale à la résistance.

La poulie peut être mobile, comme cela est représenté en B sur la figure 16, où la résistance est constituée par le poids P fixé à la poulie mobile et la puissance par le poids  $p$ . L'une des extrémités du fil est alors fixée en  $a$ ; la poulie fixe A' sert uniquement à changer la direction de l'extrémité libre du fil, de manière que l'on puisse utiliser les forces, telles que la pesanteur, dirigées verticalement de haut en bas.

Le fil est encore également tendu dans toutes ses parties par la force  $p$ ; on ne changera donc rien à l'état de la poulie si l'on supprime le point fixe  $a$ , la poulie fixe A' et le poids  $p$ , et si l'on applique, de bas en haut, suivant chacun des brins du fil situés à droite et à gauche de la poulie mobile B, une force  $p$  qui tendra chacun des brins comme ils le sont en réalité. Les deux forces égales à  $p$  et dirigées suivant les deux brins du fil donneront une résultante dirigée de bas en haut, égale à leur somme  $2p$  et passant par le centre de la poulie B, c'est-à-dire directement opposée à la résistance P.

La condition d'équilibre sera donc :

$$2p = P,$$

ou 
$$p = \frac{P}{2}.$$

Donc, dans le cas de la poulie mobile, la condition d'équilibre est que la puissance  $p$  soit égale à la moitié de la résistance P.

On appelle *moufle* la réunion de plusieurs poulies, les unes fixes, les autres mobiles. Le rôle des poulies fixes est uniquement de changer la direction du fil flexible.

La figure 16 présente divers systèmes de moufles. L'une d'elles est constituée par les poulies B', B'', A', dont deux sont mobiles et une fixe. L'une des deux autres moufles est constituée par des poulies mobiles  $d, f, h$  reliées ensemble, placées les unes au-dessus des autres, et par des poulies fixes  $i, g, e$ ; l'autre moufle est formée par deux groupes de poulies, les poulies de chaque groupe tournant autour d'un même axe. Dans les deux cas, un même fil, dont



une extrémité aboutit aux poulies fixes, s'enroule successivement sur chacune des poulies de la moufle.

En employant le même mode de raisonnement que pour la poulie simple, il est facile de voir que la condition d'équilibre d'une moufle constituée par 1, 2, 3, ... poulies mobiles est que la puissance  $p$  soit égale à la moitié, au quart, au sixième, ... de la résistance  $P$ . Par suite, si l'on représente par  $n$  le nombre des poulies mobiles, la condition générale d'équilibre sera :

$$p = \frac{P}{2n}.$$

On voit donc que, grâce à la moufle, on peut faire équilibre à une résistance donnée au moyen d'une force inférieure à cette résistance ; mais, comme pour le levier, on ne peut apprécier exactement l'effet utile de la poulie et de la moufle que par la considération du travail.

32. **Équilibre sur un plan incliné.** — Lorsqu'un corps repose par un point ou par une surface sur un plan incliné, ce corps ne peut être en équilibre que si la résultante des forces qui agissent sur lui

est normale au plan et si, en outre, cette résultante rencontre le plan en un point de la surface de contact.

Soit, en particulier, un corps  $A$  (fig. 17) soumis à l'action de son poids  $P$ , appliqué au centre de gravité  $G$ , et reposant sur un plan  $MN$  qui fait avec l'horizontale un angle  $NMH$ . Décomposons la force  $P$  en deux autres, l'une  $F$ , perpendiculaire au plan  $MN$  et détruite par la résistance de ce plan, l'autre  $F'$ , parallèle au plan, qui entraî-

nera le corps. Ce corps sera en équilibre si on le soumet à l'action d'une force  $F''$  égale et directement opposée à  $F'$ . Or les triangles semblables  $F'GP$  et  $MNH$  donnent :

$$\frac{GF'}{GP} = \frac{NH}{MN};$$

donc : le rapport de la force  $GF''$ , égale à  $GF'$ , qui maintient le corps en équilibre, au poids  $P$  du corps, est égal au rapport de la hauteur  $NH$  du plan à la longueur  $MN$  de ce plan.

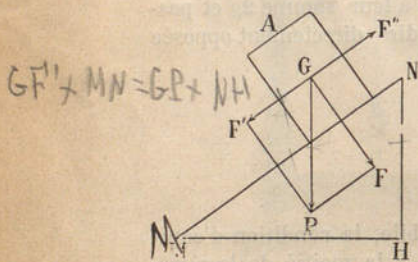


Fig. 17. — Équilibre sur un plan incliné.

Le cas où la force appliquée au corps pour le maintenir en équilibre n'est pas parallèle au plan incliné se ramène au cas précédent en décomposant cette force en deux composantes, l'une perpendiculaire au plan et détruite par la résistance de celui-ci, l'autre parallèle à ce plan.

33. **Équilibre du coin.** — On appelle *coin* un prisme triangulaire que l'on introduit, par l'une de ses arêtes, dans un corps solide pour le diviser. Tous les instruments tranchants ou piquants employés en médecine agissent à la manière du coin.

Soit ABC (fig. 18) la section droite d'un coin, c'est-à-dire une sec-

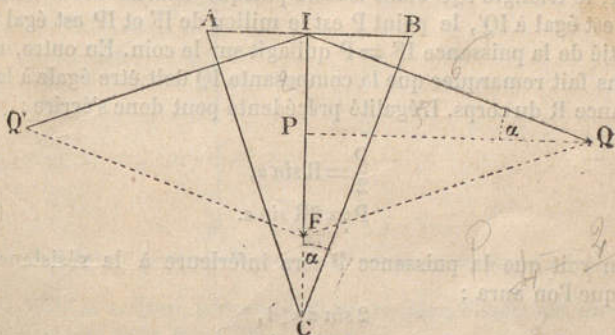


Fig. 18. — Théorie du coin. Cas où la puissance est perpendiculaire à l'arête.

tion perpendiculaire à l'arête tranchante. Nous supposons que cette section droite est constituée par un triangle isocèle, ce qui est le cas des instruments tranchants qu'emploient les médecins. Nous supposons, en outre, que la puissance qui fait pénétrer le coin dans l'intérieur du solide à diviser est une force IF dirigée suivant la bissectrice IC de l'angle ACB, que nous représenterons par  $2\alpha$ .

Décomposons la puissance IF, d'après la règle du parallélogramme, en deux composantes IQ, IQ' perpendiculaires aux faces BC, AC du coin. C'est par ces composantes que le coin agit pour vaincre la résistance opposée par le corps. Or cette résistance, au moment où l'équilibre est réalisé, se compose de deux forces respectivement perpendiculaires aux faces AC et BC du coin; si, en effet, ces forces n'étaient pas perpendiculaires à ces faces, on pourrait les décomposer chacune en deux composantes dont l'une serait



parallèle à AC ou à BC, et les deux forces parallèles à ces deux faces déplaceraient le coin suivant la direction de leur résultante. La condition d'équilibre est donc que les composantes IQ, IQ' soient égales à la résistance R opposée par le corps perpendiculairement à chacune des faces du coin.

Si l'on mène QP perpendiculaire à IF et si l'on remarque que les angles ICB, IQP sont égaux comme ayant leurs côtés perpendiculaires chacun à chacun, le triangle rectangle IPQ donne :

$$IP = IQ \sin \alpha.$$

Or, le triangle IQF étant isocèle puisqu' chacun des côtés IQ et FQ est égal à IQ', le point P est le milieu de IF et IP est égal à la moitié de la puissance  $IF = P$  qui agit sur le coin. En outre, nous avons fait remarquer que la composante IQ doit être égale à la résistance R du corps. L'égalité précédente peut donc s'écrire :

$$\frac{P}{2} = R \sin \alpha,$$

ou

$$P = 2R \sin \alpha. \quad (1)$$

On voit que la puissance P sera inférieure à la résistance R lorsque l'on aura :

$$2 \sin \alpha < 1,$$

ou

$$\sin \alpha < \frac{1}{2},$$

ce qui revient à

$$\alpha < 30^\circ,$$

condition toujours réalisée dans les instruments tranchants.

La formule (1) montre que la puissance P à développer pour faire équilibre à la résistance R d'un corps donné est d'autant plus petite que l'angle  $\alpha$  du coin est plus petit. En d'autres termes, un coin ou un couteau pénètre d'autant plus facilement, dans un corps de résistance donnée, que l'angle de sa section droite est plus aigu.

**34. Théorie des instruments tranchants.** — Monoyer a étendu la théorie précédente au cas où la puissance est oblique à l'arête du coin, et l'a appliquée aux instruments tranchants et piquants de formes diverses.

Soit d'abord le cas où la puissance  $CF = P$  (fig. 49), dirigée suivant DF dans le plan bissecteur de l'angle  $2\alpha$  du coin, est oblique à l'arête CC' de celui-ci, dont la section droite est ACB.

Décomposons cette puissance  $CF = P$  en deux forces situées dans le plan bissecteur de l'angle  $2\alpha$ , l'une  $CP$  perpendiculaire à l'arête du coin, l'autre  $CP'$  perpendiculaire à  $CF$ .

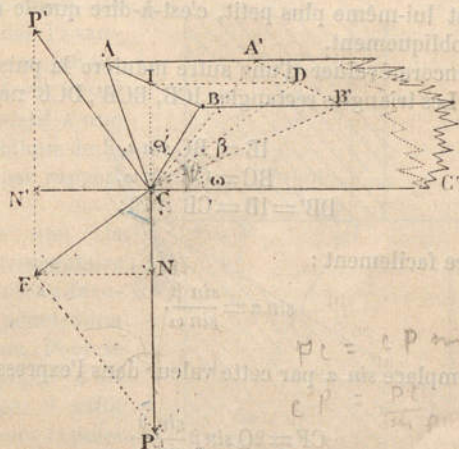


Fig. 19. — Théorie du coin. Cas où la puissance est oblique par rapport à l'arête.

Soit  $A'CB'$  la section, perpendiculaire au plan bissecteur, menée par la direction de la force  $CF$  et posons :

- angle  $ICB = \alpha$ ,
- angle  $DCB' = \beta$ ,
- angle  $B'CC' = \omega$ ,
- angle  $DCC' = \theta$ ,

Le triangle rectangle  $FCP$  donne :

$$CP = \frac{CF}{\sin \theta} = \frac{CF}{\sin \theta}$$

Si nous représentons encore par  $Q$  les composantes de la force  $CP$  perpendiculairement aux deux faces du coin, nous avons vu qu'au moment de l'équilibre l'on avait :

donc  $CP = 2Q \sin \alpha$  ;

$$\frac{CF}{\sin \theta} = 2Q \sin \alpha$$

ou  $CF = 2Q \sin \alpha \sin \theta$ .



Il résulte de là que la force CF qu'il faut développer, suivant une direction oblique faisant un angle  $\theta$  avec l'arête CC', pour faire équilibre à la résistance du corps, est d'autant plus petite que l'angle  $\theta$  est lui-même plus petit, c'est-à-dire que le couteau est dirigé plus obliquement.

On peut encore évaluer d'une autre manière la puissance CF à développer. Les triangles rectangles ICB, BCB', DCB' nous donnent en effet :

$$\begin{aligned} IB &= BC \sin \alpha, \\ BC &= CB' \sin \omega, \\ DB' &= IB = CB' \sin \beta; \end{aligned}$$

d'où l'on tire facilement :

$$\sin \alpha = \frac{\sin \beta}{\sin \omega}.$$

Si l'on remplace  $\sin \alpha$  par cette valeur dans l'expression de CF, il vient :

$$CF = 2Q \sin \beta \frac{\sin \theta}{\sin \omega}.$$

Lorsque la puissance agit très obliquement par rapport à l'arête CC', les angles  $\theta$  et  $\omega$  sont très petits, ils diffèrent peu l'un de l'autre, et l'on peut regarder leurs sinus comme égaux. Il reste alors :

$$CF = 2Q \sin \beta,$$

ce qui signifie que la puissance CF à développer, pour faire équilibre à la résistance du corps, est alors égale à celle qu'il faudrait développer si l'on agissait normalement à l'arête d'un coin dont l'angle serait égal à l'angle  $2\beta$  de la section oblique suivant laquelle agit la force CF. En d'autres termes, actionner un coin obliquement à son arête revient à employer un coin d'angle plus petit, sur l'arête duquel on agirait normalement.

Grâce à la forme donnée à certains couteaux, il est très commode à l'opérateur d'agir dans une direction oblique par rapport au tranchant.

Considérons, en effet, le couteau triangulaire de la figure 20; on peut le regarder comme obtenu avec le couteau, à forme ordinaire, de la figure 19, auquel on aurait enlevé la portion représentée par la pyramide quadrangulaire CABB'A' et que l'on aurait muni d'un

manche suivant le prolongement de CD. Par suite, en développant un effort IF (fig. 20) suivant la direction du manche, l'opérateur agit en réalité suivant une direction oblique par rapport au tranchant ; ainsi se trouve réalisé l'avantage dont nous venons de démontrer l'existence, et relatif à une direction oblique de la puissance par rapport à l'arête.

Ajoutons que la forme triangulaire d'un tel couteau favorise sa pénétration dans un tissu. Pour se rendre compte d'un tel avantage, il suffit de décomposer la puissance IF en deux composantes IP, IP', perpendiculaires à l'arête et au dos du couteau,

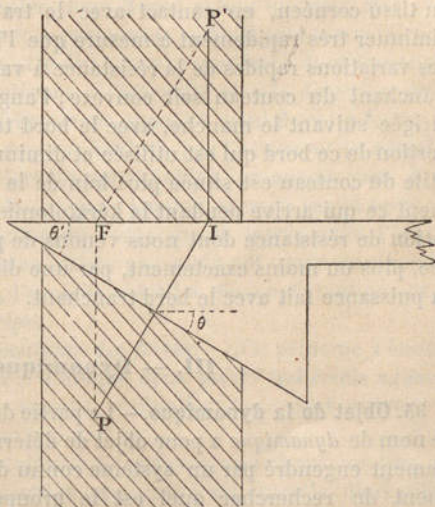


Fig. 20. — Théorie du couteau triangulaire.

qui devront encore faire équilibre à la résistance du corps à inciser. Ces composantes seront d'autant plus grandes, il y aura donc d'autant moins d'effort à développer pour faire pénétrer le couteau dans un corps donné, que l'angle  $\theta$  sera plus petit, c'est-à-dire que le couteau sera plus aigu.

Monoyer a très judicieusement appliqué les conséquences de la théorie que nous venons de résumer à l'appréciation des avantages ou des inconvénients que présentent dans certains cas les couteaux à tranchant curviligne ou rectiligne.

Lorsqu'il y a lieu d'inciser un tissu, c'est-à-dire de développer un effort un peu supérieur à celui qui serait nécessaire pour équilibrer la résistance opposée par le tissu à l'action d'un couteau, il est important que l'opérateur n'ait pas à vaincre des résistances brusquement variables. Or, considérons, par exemple, le cas où le médecin pratique la kératotomie (ouverture de la cornée) pour l'extraction de la cataracte, avec un couteau triangulaire à tranchant rectiligne. Après que la ponction et la contre-ponction de la



cornée ont été faites avec la pointe du couteau, le tranchant de celui-ci arrive à être tangent, par sa portion située actuellement à l'intérieur de l'œil, à la surface interne de la cornée, et la longueur du tissu cornéen, en contact avec le tranchant, augmente pour diminuer très rapidement à mesure que l'incision s'achève. De là, des variations rapides de la résistance à vaincre. Supposons que le tranchant du couteau soit convexe; l'angle que fait la puissance, dirigée suivant le manche, avec le bord tranchant, dépend de la portion de ce bord qui est utilisée et diminue à mesure que la partie utile du couteau est située plus loin de la pointe. C'est là précisément ce qui arrive pendant la kératotomie, si bien que l'augmentation de résistance dont nous venons de parler est alors compensée, plus ou moins exactement, par une diminution de l'angle que la puissance fait avec le bord tranchant.

### III. — Dynamique.

35. **Objet de la dynamique.**— La partie de la Mécanique qui porte le nom de *dynamique* a pour objet de déterminer la nature du mouvement engendré par un système connu de forces, et réciproquement de rechercher quel est le groupe de forces qui donne naissance à un mouvement connu.

On ne peut donner des notions générales de dynamique sans invoquer des principes élevés de mathématiques. Aussi nous bornons-nous, après avoir énoncé les principes fondamentaux de la dynamique, à résumer les notions qui permettent d'établir une relation entre les forces et les accélérations et à donner les définitions de la *masse* et du *travail*, ainsi que l'énoncé du principe des forces vives. D'ailleurs les problèmes de Physique biologique dont la solution est obtenue ou cherchée à l'aide des résultats de la dynamique générale sont peu nombreux encore, non que les phénomènes biologiques n'offrent pas de tels problèmes, mais parce que, jusqu'à l'heure actuelle, leur étude a été faite surtout par l'observation et l'expérimentation.

36. **Principes fondamentaux.** — Ces principes sont, non pas des lois nécessaires et essentielles comme l'étendue et l'impénétrabilité de la matière, mais des déductions de l'observation et de l'expérience.

Au nombre de ces principes, il faut compter ceux relatifs à l'inertie et à la conservation de la matière, ainsi qu'à la transformation des



mouvements, principes que nous avons énoncés déjà et sur lesquels nous ne reviendrons pas.

*Principe de l'égalité de l'action et de la réaction.* — Lorsqu'un corps A exerce sur un autre corps B une action qui peut être évaluée par une force F, réciproquement le corps B exerce sur le corps A une réaction qui peut être évaluée par une force dont l'intensité et la direction sont identiques à l'intensité et à la direction de F, mais dont le sens est directement opposé à celui de cette force.

Les deux effets réciproques produits par l'action et la réaction peuvent être très inégalement appréciables par nos moyens d'observation, comme c'est le cas pour l'action exercée par la terre sur un corps et pour la réaction du corps sur la terre; mais l'égalité entre les deux forces n'en existe pas moins et nous aurons plusieurs fois, par la suite, l'occasion de citer des confirmations expérimentales de ce principe.

*Principe de l'action rectiligne des forces.* — Ce principe s'énonce de la manière suivante : Lorsque deux *points* matériels agissent l'un sur l'autre, leurs actions mutuelles s'exercent suivant la droite qui réunit les deux points.

Ce principe n'est toutefois exact qu'avec une approximation qui dépend de la nature des actions qui s'exercent entre les deux points considérés.

En effet, la matière et le mouvement étant inséparables, deux molécules matérielles qui réagissent l'une sur l'autre doivent être regardées comme les centres de deux ébranlements se propageant dans toutes les directions : si le milieu ambiant est *isotrope*, c'est-à-dire présente des propriétés identiques dans toutes les directions, ces ébranlements se trouveront, après un temps quelconque, répartis sur deux sphères ayant chacune pour centre la molécule primitivement ébranlée et seront dans la même *phase* de vibration. Or, en vertu du principe d'Huyghens, sur lequel nous reviendrons dans l'étude des phénomènes lumineux, nous pouvons faire abstraction des centres primitifs d'ébranlement et regarder chaque point des sphères précédentes comme devenu à son tour un centre d'ébranlement nouveau; on démontre que l'action de chaque sphère sur un point extérieur se réduit alors à celle des mouvements émanés d'une calotte qui a pour pôle l'intersection de la droite joignant le centre de la sphère au point considéré. Cette conséquence du principe de Huyghens, appliquée aux deux molécules considérées, montre que les actions mutuelles de ces molé-



ules résultent de la propagation de mouvements qui sont à tout instant répartis sur deux calottes sphériques, dont les pôles se trouvent toujours sur la droite de jonction des molécules. C'est ainsi qu'il faut entendre le principe de l'action rectiligne des forces.

De ce principe il résulte immédiatement que, lorsque la trajectoire d'un mobile n'est pas rectiligne, ce mobile est nécessairement soumis simultanément à l'action de plusieurs forces.

*Principe de l'indépendance mutuelle des effets des forces simultanées.*

— Ce principe s'énonce ainsi : L'effet d'une force sur un point matériel est indépendant de l'existence d'autres forces agissant sur le même point.

En d'autres termes, lorsque plusieurs forces agissent simultanément sur le même point matériel, l'effet produit par chacune d'elles est le même que si cette force agissait seule.

Ce principe ne peut être vérifié expérimentalement que par ses conséquences ; on peut d'ailleurs le regarder comme une déduction de la loi de la causalité ou de l'inertie de la matière. Si, en effet, lorsque plusieurs forces agissent simultanément sur un même corps, chacune d'elles ne produisait pas le même effet qu'en agissant seule, les modifications survenues dans l'effet produit ne pourraient être attribuées qu'à la matière elle-même qui, par suite, ne serait plus inerte.

**37. Mouvement uniforme et mouvement uniformément varié.** — Nous avons déjà fait remarquer (§ 14) que, en vertu du principe de l'inertie, lorsqu'un corps en mouvement n'est soumis à l'action d'aucune force, le mouvement de ce corps est uniforme et sa trajectoire rectiligne. Ce n'est là, en somme, que l'énoncé, sous une autre forme, du principe de l'inertie.

D'autre part, on démontre sans peine, en partant de l'indépendance des effets des forces, que :

1° Une force constante, agissant sur un point matériel libre, lui communique un mouvement uniformément varié ;

2° Les accélérations  $\gamma$ ,  $\gamma'$ ,  $\gamma''$ , ..., que plusieurs forces constantes  $F$ ,  $F'$ ,  $F''$ , ..., impriment séparément à un même point matériel, sont proportionnelles aux intensités de ces forces.

On a donc :

$$\frac{F}{\gamma} = \frac{F'}{\gamma'} = \frac{F''}{\gamma''} \dots$$

**38. Masse.** — Le rapport constant qui existe entre l'intensité d'une

force quelconque et l'accélération que cette force imprime à un point matériel donné a reçu le nom de *masse* du point matériel. Si l'on représente la masse par  $m$ , on a donc :

$$\frac{F}{\gamma} = \frac{F'}{\gamma'} = \frac{F''}{\gamma''} = \dots = m.$$

Si l'on considère en particulier la force due à la pesanteur et que l'on représente par  $P$  le poids du corps et par  $g$  l'accélération que cette force imprime à ce corps, on aura :

$$\begin{aligned} \frac{P}{g} &= m, \\ \text{d'où} \quad P &= mg. \end{aligned}$$

On voit que la masse n'est pas autre chose qu'un rapport numérique, sans signification objective. Il est bon cependant de faire remarquer que le mot *masse*, rigoureusement défini comme nous venons de le faire, répond à l'idée, vague d'ailleurs, que chacun se fait, indépendamment de toute notion de Mécanique, de la masse d'un corps.

En effet, lorsque deux corps de même nature ont des volumes  $v$  et  $2v$  doubles l'un de l'autre, on dit que la masse du second est double de celle du premier, ce mot *masse* ayant dès lors la signification de quantité de matière. Or les poids de ces corps seront aussi doubles l'un de l'autre, et comme la pesanteur imprime à chacun d'eux la même accélération, ainsi que nous le verrons plus loin, on aura :

$$\begin{aligned} \text{pour le premier} \quad & P = mg, \\ \text{pour le second} \quad & 2P = m'g, \end{aligned}$$

$m$  et  $m'$  étant les masses définies comme ci-dessus.

On tire de là :

$$m' = 2m.$$

Les masses de ces corps, en tant que coefficients numériques, sont donc, si les corps sont de même nature, doubles l'une de l'autre, de même que les quantités de matière auxquelles elles sont alors proportionnelles. Mais lorsque les corps sont de nature différente, le mot *masse* ne peut avoir que la signification de coefficient numérique, variable d'un corps à l'autre, que nous lui avons donnée.



39. Unités de masse, de vitesse, d'accélération et de force. — L'égalité

$$P = mg \quad (1)$$

établissant une relation entre une force  $P$  et la masse  $m$  du corps sur lequel elle agit, les unités de masse et de force peuvent être déduites l'une de l'autre, l'une d'elles ayant été choisie arbitrairement.

On a d'abord choisi arbitrairement l'unité de force, qui a été le kilogramme ou le poids de 1 décimètre cube d'eau distillée à 4° centigrades (maximum de densité), à la latitude de 45° et au niveau de la mer; d'autre part, nous verrons plus loin (Pesanteur, chap. I), que l'accélération due à la pesanteur est la même pour tous les corps et égale à 9<sup>m</sup>.806 à la latitude de 45° et au niveau de la mer. L'unité de masse était alors celle d'un corps dont le poids était de 9 kilogram. 806. La formule (1) donne en effet :

$$m = \frac{P}{g} = \frac{9.806}{9.806} = 1.$$

Mais, l'accélération due à la pesanteur variant avec la latitude et l'altitude du lieu où on la mesure, l'unité de masse était par suite représentée, aux divers points de la terre, par la masse de corps différents. Il est donc plus rationnel de choisir arbitrairement l'unité de masse et d'en déduire l'unité de force qui sera dès lors fixe. Telle est la raison qui a fait choisir l'unité de masse comme unité fondamentale du système C.G.S.

L'unité C.G.S. de masse est la masse de 1 centimètre cube d'eau distillée à 4°. On lui a donné le nom de *gramme-masse*.

La formule  $P = mg$  va nous conduire dès lors à une unité de force fixe, invariable et dérivée de l'unité de masse, lorsque nous aurons choisi l'unité d'accélération.

L'accélération étant un accroissement de vitesse et la vitesse étant un espace, c'est-à-dire une longueur, les unités de vitesse et d'accélération se déduisent immédiatement de l'unité de longueur, le centimètre.

L'unité C.G.S. de vitesse sera, en effet, celle d'un mobile animé d'un mouvement uniforme qui lui fait parcourir 1 centimètre pendant 1 seconde.

L'unité d'accélération sera l'accélération d'un mouvement dont la vitesse augmente de 1 centimètre pendant 1 seconde.

De la formule  $P = mg$ , dans laquelle  $P = 1$  lorsque  $m = 1$  et  $g = 1$ , on déduit alors que l'unité C.G.S. de force est celle qui, agissant sur l'unité de masse, communique à celle-ci une accélération égale à l'unité.

On a donné à cette unité de force le nom de *dyne*. Pour avoir une idée nette de l'intensité de cette force unité, il nous suffira de l'évaluer en fractions du gramme. Le gramme, poids de 1 centimètre cube d'eau distillée à 4°, communique à ce volume d'eau une accélération de 9<sup>m</sup>.806, à la latitude 45° et au niveau de la mer, tandis que la dyne, agissant sur ce même volume, c'est-à-dire sur l'unité de masse, lui communique une accélération de 1 cm. Or, les forces étant proportionnelles aux accélérations qu'elles impriment à un même corps (§ 37), nous aurons :

$$\frac{\text{gramme}}{9.806} = \frac{\text{dyne}}{0.01},$$

d'où : 
$$\text{dyne} = \frac{0.01}{9.806} \text{ gramme} = \frac{\text{gramme}}{9.806};$$

l'unité C.G.S. de force, ou *dyne*, est donc un peu plus grande que 1 milligramme.

40. **Travail et force vive.** — Toute force dont le point d'application se déplace effectue un *travail*.

Lorsque le point d'application se déplace suivant la direction même d'une force constante, on prend pour mesure du travail T effectué le produit de l'intensité F de la force constante par le déplacement  $l$  du point d'application; on a donc :

$$T = F \times l \quad (1)$$

Cette expression est conforme à l'idée que l'on se fait d'un travail, indépendamment de toute notion de Mécanique. S'il s'agit en effet d'élever un poids à une certaine hauteur, chacun regarde le travail effectué comme proportionnel, d'une part au poids soulevé, c'est-à-dire à la force F déployée, d'autre part à la hauteur  $l$  de soulèvement.

Le cas où, par suite de liaisons existantes, le point d'application se déplace suivant une direction autre que celle de la force constante F peut être ramené au précédent en décomposant F en deux forces, l'une perpendiculaire au déplacement, l'autre dirigée suivant le déplacement même. La première composante, détruite par les liaisons existantes, ne produit aucun effet; le travail est dû



entièrement à la seconde et s'évalue comme précédemment, l'intensité de la force qui entre alors dans l'expression du travail étant celle de la composante dirigée suivant le déplacement. Il résulte de là que le travail de la force constante primitive  $F$  est alors égal au produit de la projection de cette force sur la direction du déplacement par la valeur de ce déplacement.  $T = F \cos \alpha \times L$

On ramène à l'un des cas précédents celui où la force  $F$  est variable et où la trajectoire parcourue par son point d'application est curviligne. Il suffit pour cela de diviser le temps, pendant lequel on veut évaluer le travail, en intervalles infiniment petits et égaux entre eux; durant chacun de ces intervalles, on pourra regarder la force  $F$  comme constante et le petit arc de trajectoire parcouru comme rectiligne. Le travail, dit *élémentaire*, effectué pendant chacun de ces intervalles, s'évaluera comme ci-dessus, et la somme (faite d'après les procédés du calcul intégral) de tous ces travaux élémentaires donnera le travail total fourni par la force pendant tout le temps considéré.

On trouve ainsi que,  $m$  désignant la masse du point matériel sur lequel agit la force,  $v$  et  $v'$  les vitesses du mobile au début et à la fin du temps pendant lequel on veut évaluer le travail, on a :

$$\text{Travail total de } F = \frac{1}{2}(mv'^2 - mv^2). \quad (2)$$

La même expression représente aussi le travail total effectué par un groupe quelconque de forces agissant simultanément sur un mobile de masse  $m$ .

L'expression  $mv^2$  porte le nom de *force vive*; la relation algébrique (2) peut donc se traduire ainsi qu'il suit en langage ordinaire :

Le travail total effectué pendant un certain temps par les forces qui agissent sur un mobile est égal à la demi-variation de la force vive pendant ce même temps.

C'est en cela que consiste le *théorème des forces vives*.

Le travail est *moteur* ou *positif* lorsque la force, ou la projection de la force sur la direction du déplacement du mobile, est de même sens que ce déplacement. Si le sens de la force, ou de sa composante suivant la direction du déplacement du mobile, est inverse de celui de ce déplacement, le travail est *résistant* ou *négatif*.

41. **Unité de travail.** — L'expression  $T = F \times l$  conduit à prendre pour unité de travail celui qui est produit par l'unité de force lors-

que son point d'application s'est déplacé d'une quantité égale à l'unité de longueur suivant la direction de cette force.

Si l'on prend pour unité de force le kilogramme et pour unité de longueur le mètre, l'unité de travail sera donc le travail nécessaire pour élever verticalement un poids de 1 kilogr. à une hauteur de 1 mèt. On donne à cette unité de travail le nom de *kilogrammètre*.

L'unité C. G. S. de travail sera au contraire le travail produit par une dyne dont le point d'application se déplace de 1 centimètre suivant la direction de cette force. On a donné le nom de *erg* à cette unité de travail.

Si l'on se souvient que

$$\text{dyne} = \frac{\text{gramme}}{980.6} = \frac{\text{kilogr.}}{980600},$$

et si l'on remplace, dans l'expression  $T = F \times l$ ,  $F$  par cette valeur et  $l$  par  $0^{\text{m}}.01$ , on obtient, en forçant un peu le dénominateur :

$$\text{erg} = \frac{\text{kilogr.}}{981000} \times 0^{\text{m}}.01,$$

$$\text{ou : } \text{erg} = \frac{1}{98100000} = \frac{1}{98.1 \times 10^6} \text{ kilogrammètre.}$$

Réciproquement :

$$\text{Kilogrammètre} = 98.1 \times 10^6 \text{ ergs,}$$

$$\text{ou : } \text{Kilogrammètre} = 98.1 \text{ mégaergs,}$$

en appelant *mégaerg* un travail équivalent à 1 000 000 ergs.

**42. De l'énergie. Principe de la conservation de l'énergie.** — On appelle *énergie* d'un corps, ou d'un système de corps, la demi-somme de toutes les forces vives  $mv^2$  que ce corps ou ce système de corps possède à un moment donné. On divise l'énergie en *énergie actuelle* ou *cinétique* et *énergie potentielle*.

Pour saisir le sens précis attaché à ces deux expressions, considérons un corps de masse  $m$  qui tombe sous l'action de la pesanteur. On démontre, en Mécanique, que le mouvement de ce corps est le même que si les masses de tous ses points étaient condensées en son centre de gravité et si toutes les forces extérieures agissant sur ce corps étaient transportées parallèlement à elles-mêmes en ce même point. Il est dès lors facile de déterminer la vitesse  $v$  que pos-



sède ce corps de masse  $m$  lorsque, tombé d'une hauteur  $h$ , il arrive à la surface de la terre. Sa force vive, à ce moment, sera  $mv^2$  et son énergie  $\frac{1}{2}mv^2$ . Cette énergie est dite *actuelle* ou *cinétique*.

Si le même corps est soutenu à la hauteur  $h$  au-dessus du sol par un obstacle qui l'empêche de tomber, son énergie actuelle est nulle puisqu'il est au repos; mais pour lui faire acquérir une quantité d'énergie égale à  $\frac{1}{2}mv^2$ , il suffit de supprimer l'obstacle qui empêche sa chute. Par suite, ce corps, maintenu à une hauteur  $h$  au-dessus du sol par un obstacle que l'on peut supprimer à volonté, peut acquérir une certaine force vive sans qu'aucune force agisse directement sur lui; il diffère en cela d'un corps identique placé au repos à la surface de la terre, et qui ne peut acquérir une certaine quantité d'énergie que si une force agit directement sur lui pour le soulever à une certaine hauteur. Pour distinguer ces deux états, on dit que le corps de masse  $m$ , soutenu à une hauteur  $h$ , possède une énergie *potentielle*; cette énergie potentielle est égale à l'énergie actuelle  $\frac{1}{2}mv^2$  que le corps posséderait en arrivant à la surface de la terre, si l'obstacle qui s'oppose à sa chute était supprimé.

L'énergie totale que possède un système de corps à un moment donné se compose, en général, d'une certaine quantité d'énergie actuelle et d'une autre quantité d'énergie potentielle.

D'autre part, on dit qu'un point matériel est soumis à des forces centrales, lorsque les forces qui agissent sur lui sont dirigées vers des centres fixes et que leurs intensités dépendent seulement des distances du point matériel à ces centres. Toutes les forces que l'on rencontre dans la nature satisfont à ces deux conditions relatives à la direction et à l'intensité; les phénomènes naturels, les phénomènes physiques en particulier, sont donc dus à des forces centrales. Or on démontre que, lorsqu'un système de corps est soumis seulement à des forces centrales, la somme totale des énergies actuelles et des énergies potentielles qu'il possède à un moment quelconque est constante.

Il résulte de là que, non seulement les phénomènes peuvent, ainsi que nous l'avons fait remarquer déjà (§ 6), se transformer les uns dans les autres, mais que cette transformation doit se faire suivant certaines relations d'équivalence, de telle sorte que la



somme totale des énergies actuelles et potentielles du système de corps qui est le siège des phénomènes primitifs et résultants, reste invariable.

C'est en cela que consiste le principe fécond de la conservation de l'énergie, dont Helmholtz a le premier démontré l'importance, et qui domine l'ensemble de tous les phénomènes physiques en établissant entre eux des relations de cause à effet et des rapports d'équivalence que les physiiciens ont déjà pu déterminer dans quelques cas particuliers.

Nous aurons dans la suite à revenir sur ce principe de la conservation de l'énergie, et nous appellerons alors l'attention sur les exemples de transformation et d'équivalence des phénomènes physiques les uns dans les autres.

43. **Du Travail en Physiologie.** — L'évaluation du travail, telle qu'elle résulte des définitions que nous avons données (§ 40), est insuffisante pour le physiologiste; elle ne s'applique pas en effet à toutes les circonstances dans lesquelles un moteur animé (muscles de l'homme ou de l'animal) arrive à la fatigue, auxquels cas cependant le moteur doit être considéré comme ayant effectué un travail, que ce travail puisse d'ailleurs ou ne puisse pas être évalué d'après les définitions de la Mécanique.

Pour bien comprendre l'insuffisance de la notion du travail tel que la Mécanique l'évalue, considérons un muscle dont la force est employée successivement : 1° à soulever un poids à une certaine hauteur; 2° à soutenir la descente de ce même poids de telle sorte qu'il arrive sans vitesse au point le plus bas de sa course; 3° à maintenir ce poids immobile à une certaine hauteur.

Dans le premier cas, le travail musculaire sera donné en faisant le produit du poids soulevé par la hauteur du soulèvement; ce travail est positif ou moteur.

Dans le second cas, le travail du muscle est négatif ou résistant, mais peut encore être évalué d'après les définitions du § 40. Si, en effet, le corps de masse  $m$  était tombé en chute libre d'une hauteur égale à celle d'où il est descendu, soutenu par l'effort musculaire, il aurait acquis une vitesse  $v$ . La force motrice, la pesanteur, aurait donc effectué un travail égal à la demi-variation des forces vives, c'est-à-dire à  $\frac{1}{2}mv^2$ , le corps étant supposé partir du repos. L'intervention de la force musculaire a empêché la production de ce travail, puisque nous supposons que le corps arrive



sans vitesse au terme de sa descente ; cette force musculaire a donc effectué un travail équivalent, mais de signe contraire, à celui que la pesanteur aurait effectué si le corps était tombé en chute libre, c'est-à-dire un travail égal à  $\frac{1}{2}mv^2$ . Il est facile de démontrer d'ailleurs que ce travail négatif est égal, en valeur absolue, au travail positif nécessaire pour soulever le même corps à la hauteur d'où il est descendu.

Dans le troisième cas enfin, le corps étant maintenu immobile par l'effort musculaire, le déplacement est nul et le travail, évalué d'après les définitions de la Mécanique, nul aussi.

Une telle conclusion est parfaitement acceptable pour les moteurs inanimés : si une machine à vapeur, employée à soutenir un corps pesant, a son piston immobile et qu'elle soit entièrement soustraite aux causes accidentelles de déperdition de chaleur, les choses resteront indéfiniment dans le même état ; son foyer éteint, elle continuera cependant à faire indéfiniment équilibre, par la force élastique de sa vapeur, au poids du corps considéré. Le travail mécanique est donc nul, mais il n'y a ni usure d'organes de la machine, puisqu'elle reste au repos, ni dépense de chaleur, la machine ne travaillant réellement pas.

On ne peut prétendre, au contraire, qu'un muscle ne travaille pas lorsqu'il maintient un corps immobile et qu'il l'empêche de tomber. Ce muscle, en effet, se fatigue dans ces conditions, tout comme il se fatigue lorsqu'il effectue un travail mécanique en élevant un poids à une certaine hauteur ; des phénomènes de même nature, sources de la force développée par le muscle, prennent naissance, dans les deux cas, au sein du tissu musculaire. On a donné le nom de travail *statique* au travail fourni par le muscle dans ces circonstances, et l'on voit que la mesure de ce travail n'est pas donnée par les expressions qui représentent la valeur d'un travail positif ou négatif.

C'est seulement par des considérations physiologiques que l'on peut arriver à l'évaluation du travail statique des muscles.

**44. Du travail dans les machines simples.** — Nous pouvons maintenant compléter la théorie du levier, de la moufle, du coin, en comparant les travaux effectués par la puissance et par la résistance dans chacune de ces machines simples.

Soit par exemple le levier du premier genre (fig. 13, p. 28), dont les bras sont AE pour la puissance P et AF pour la résistance R.

Supposons que ce levier soit employé à déplacer, d'un mouvement uniforme, le point d'application C de la résistance R, la puissance et la résistance conservant toujours la même direction par rapport au levier CB.

Les forces P et R se feront équilibre, et l'on aura :

$$\frac{BP}{CR} = \frac{AF}{AE}. \quad (1)$$

Évaluons le travail de chacune des forces P et R lorsque le levier aura tourné d'un angle  $\alpha$  autour du point fixe A.

Nous pouvons toujours supposer que les forces P et R sont appliquées aux extrémités E et F de leurs bras de levier. Ces points E et F décriront des arcs de cercle correspondant à des angles au centre égaux entre eux et à  $\alpha$ ; les longueurs  $l$  et  $l'$  de ces arcs seront donc proportionnelles aux rayons AE, AF des circonférences dont ils font partie, et l'on aura :

$$\frac{l}{l'} = \frac{AF}{AE}$$

L'égalité (1) peut alors s'écrire :

$$\frac{BP}{CR} = \frac{l}{l'}$$

ou

$$BP \times l = CR \times l'.$$

Mais les deux forces P et R restent toujours tangentes aux arcs décrits par leurs points d'application E et F; elles sont donc à chaque instant dirigées suivant la direction du déplacement de leur point d'application. Il résulte de là que les produits  $BP \times l$  et  $CR \times l'$  représentent les travaux effectués par la puissance et par la résistance, et que, dans un levier du premier genre qui se meut d'un mouvement uniforme autour de son point fixe, le travail de la puissance est égal à celui de la résistance.

Le raisonnement qui précède est applicable à toute espèce de leviers; par suite, pour tous les leviers, quel que soit leur genre, les travaux correspondants de la puissance et de la résistance sont égaux entre eux.

Donc, lorsque l'on déplace un corps d'un mouvement uniforme par l'intermédiaire d'un levier, on effectue en somme autant de travail que si l'on agissait directement sur le corps. La puissance à développer est moindre, il est vrai, si elle agit à l'extrémité d'un



bras de levier plus grand que celui de la résistance; mais le point d'application de la puissance parcourt alors un chemin plus long et les travaux des deux forces sont en définitive égaux entre eux.

L'avantage d'un levier, dans lequel le bras de la puissance est supérieur à celui de la résistance, est donc uniquement de rendre possible le déplacement du point d'application d'une force au moyen d'une autre force plus petite que la première. Dans le cas contraire, lorsque le bras de la puissance est plus petit que celui de la résistance, le levier présente un avantage d'un autre genre : le déplacement du point d'application de la résistance est plus grand que celui du point d'application de la puissance. Un levier satisfaisant à cette condition, levier du troisième genre, sera donc choisi lorsqu'on voudra obtenir un grand déplacement du point d'application de la résistance, ou, ce qui revient au même, un déplacement rapide de ce point d'application.

La plupart des leviers que l'on rencontre dans le corps de l'homme et des animaux sont des leviers du troisième genre; c'est grâce à cela que les diverses parties du squelette peuvent se mouvoir rapidement.

La brouette est un exemple de levier du second genre.

Les tenailles, les pinces, les ciseaux, sont constitués par un système de deux leviers du premier genre accouplés; dans les ciseaux, le rapport entre la puissance et la résistance varie suivant la distance du corps à couper à l'axe fixe. La pince à dissection constitue un double levier du troisième genre, non que l'on ait besoin d'une grande vitesse de déplacement du point d'application de la résistance, mais afin que la pression exercée sur les tissus pris entre les mors de l'instrument soit modérée.

Le double levier qui constitue le spéculum est utilisé pour produire un grand déplacement du point d'application de la résistance, c'est-à-dire un grand écartement des parois de la cavité à explorer.

Le davier et la clef des dentistes, le levier des accoucheurs, etc., sont encore des exemples de l'emploi des leviers en médecine.

Dans la poulie fixe, la puissance est égale à la résistance, les points d'application des deux forces se déplacent évidemment de quantités égales, et leurs travaux sont égaux.

Dans la poulie mobile et dans la moufle, la puissance est inférieure à la résistance à laquelle elle fait équilibre; mais il est facile de voir que le rapport des déplacements des points d'application

de ces deux forces est égal au rapport inverse des forces, de telle sorte que les travaux de la puissance et de la résistance sont encore égaux entre eux. L'avantage d'une telle machine simple est donc seulement de rendre possible le déplacement d'un corps par une force moindre que celle qui serait nécessaire si on la faisait agir directement sur ce corps; mais, soit que le déplacement résulte d'une application directe de la puissance sur le corps à soulever, soit qu'il ait été obtenu par l'intermédiaire d'une poulie mobile ou d'une moufle, un même déplacement de la résistance exige toujours, de la part de la puissance, la même quantité de travail.

Des considérations analogues aux précédentes conduiraient, dans le cas du plan incliné et dans celui du coin, à des conclusions semblables à celles que nous venons d'obtenir pour le levier et la poulie.



## LIVRE I

### PESANTEUR

43. **Objet du livre.** — L'observation montre que des actions mutuelles s'exercent entre les corps matériels en présence. Les phénomènes qui prennent naissance sont ceux mêmes que l'on observerait si la matière, contrairement à la loi de l'inertie qui est cependant hors de toute contestation, avait la propriété d'attirer la matière. Mais la cause de ces actions ne peut pas résider dans la matière même qui est inerte; elle lui est donc extérieure.

On peut, avec Saigey, concevoir l'extériorité, par rapport à la matière, de la cause des phénomènes d'attraction grâce aux considérations suivantes. Tous les corps de la nature sont environnés de fluides, eau, air ou éther. En outre, les molécules de ces fluides sont dans un état perpétuel de mouvement; elles se transmettent donc des unes aux autres des impulsions qui, de proche en proche, seront communiquées à tout corps matériel A plongé dans le fluide. Par raison de symétrie, si le corps A existait seul, les impulsions qui lui sont transmises arriveraient simultanément suivant toutes les directions possibles; elles se feraient équilibre deux à deux et le corps resterait au repos. Mais si le corps A est en présence d'un corps B, un certain nombre des impulsions qu'il recevait seront arrêtées par la présence de B. Les impulsions que A continue à recevoir, suivant les directions directement opposées à celles des impulsions arrêtées par B, ne seront plus détruites et pousseront le corps A vers le corps B. Le même raisonnement peut être fait au sujet du corps B qui, lui aussi, sera poussé vers A. Les deux corps tendront en conséquence à se rapprocher l'un de l'autre comme si leurs masses avaient réellement la propriété de s'attirer réciproquement, mais cette attraction apparente est due, d'après l'explication précédente, à des impulsions extérieures au corps.

Quoi qu'il en soit de l'exactitude de cette explication, lorsque ces

phénomènes d'attraction apparente ne s'exercent pas à des distances très petites, la force qui pousse les corps l'un vers l'autre est proportionnelle au produit des masses de ces corps et en raison inverse du carré de la distance qui sépare leurs centres de gravité. On ignore encore la loi suivant laquelle s'opère l'attraction apparente des corps matériels pour de très petites distances, telles que celles qui séparent les molécules d'un même corps.

D'après l'explication donnée plus haut, explication fort acceptable, mais probablement incomplète, l'attraction doit exister, et existe en effet, aussi bien aux distances infinitésimales qui séparent entre elles les molécules d'un même corps qu'aux énormes distances qui s'étendent entre les corps planétaires. Cette attraction se manifeste en particulier entre la terre et les corps qui sont placés à sa surface ou à une certaine distance de celle-ci, et on lui donne le nom de *Pesanteur*; on réserve plus spécialement le nom de *Gravitation* à l'attraction qui s'exerce entre les corps planétaires, et l'on appelle *Attraction moléculaire* les actions mutuelles des parties constituantes d'un même corps ou de deux corps très voisins. Mais cette diversité d'appellation n'indique nullement une diversité de cause.

On appelle aussi *Pesanteur* la partie de la Physique qui s'occupe des phénomènes, non pas dus uniquement à l'attraction exercée par la terre, car les phénomènes naturels ne comportent pas en général une telle simplicité de cause, mais dans lesquels intervient l'attraction terrestre et l'attraction moléculaire. Aussi ferons-nous rentrer dans le livre de la *Pesanteur* l'étude des actions moléculaires réciproques qui, dans beaucoup de cas d'ailleurs, agissent en même temps que l'attraction terrestre pour donner naissance à des phénomènes déterminés.

En outre, au lieu d'étudier chaque catégorie de phénomènes, poids, élasticité, etc., en considérant successivement pour chacune d'elles les particularités dues à l'état solide, liquide ou gazeux des corps, nous ferons, autant que la chose est possible, l'étude séparée des corps solides, liquides et gazeux.



## I. — GÉNÉRALITÉS SUR LA PESANTEUR

### CHAPITRE PREMIER

#### DÉTERMINATION DES ÉLÉMENTS DE LA PESANTEUR

##### I. — Direction et point d'application de la pesanteur.

46. **Direction de la pesanteur.** — Les corps, abandonnés à eux-mêmes, tombent à la surface de la terre et il y a lieu de déterminer les éléments, direction, point d'application, intensité, de la force qui est la cause de ce phénomène.

La direction se détermine au moyen du *fil à plomb*, constitué par un corps pesant de petites dimensions, une petite masse de plomb par exemple, que l'on suspend à un fil fixé par son extrémité supérieure. Au moment de l'équilibre de ce petit système abandonné à lui-même, la résistance du fil, qui est dirigée suivant ce fil même, fait équilibre à la pesanteur dont la direction sera par conséquent la même que celle du fil. Or en faisant plonger le corps pesant dans un liquide coloré, on s'assure, au moyen d'un second fil à plomb, que l'image du fil, obtenue par réflexion à la surface du liquide, est le prolongement de la direction même de ce fil; il résulte de là, d'après les lois de la réflexion sur les miroirs plans, que le fil et, par suite, la pesanteur sont, en chaque point de la surface de la terre, perpendiculaires à la surface des eaux tranquilles. Cette dernière surface étant d'ailleurs sensiblement sphérique, la direction de la pesanteur passe par le centre de la terre.

Cette direction en un point quelconque est la *verticale* du lieu où on la considère; on appelle *plan horizontal* tout plan perpendiculaire à la verticale.

Les verticales de deux points différents de la surface de notre globe se rencontrant au centre de la terre, ces verticales pourront être regardées comme parallèles entre elles, si les deux points considérés sont voisins l'un de l'autre.

47. **Point d'application de la pesanteur. Poids. Centre de gravité.** L'observation montre que, quelque petit que soient les fragments

d'un corps, ces fragments tombent comme le corps tout entier lorsqu'ils sont abandonnés à eux-mêmes ; on doit conclure de là que l'attraction de la terre, c'est-à-dire la pesanteur, s'exerce sur toutes les particules des corps.

Les diverses particules d'un même corps sont donc sollicitées par des forces parallèles entre elles (§ 46) et de même sens ; ces forces sont en outre toutes égales, si le corps est homogène.

Lorsque les particules du corps sont invariablement liées entre elles, comme dans les solides, ou que du moins ces particules conservent des positions fixes et invariables les unes par rapport aux autres, ce qui est le cas des liquides en équilibre, l'ensemble des forces, dues à l'action de la terre sur chacune de ces particules, peut être remplacé par une résultante unique (§ 24), qui a reçu le nom de *poids* du corps, et qui est appliquée en un point appelé *centre de gravité* du corps.

La position du centre de gravité d'un corps de forme invariable est d'ailleurs indépendante de la position du corps dans l'espace, car les forces qui s'exercent sur chaque particule restent toujours égales entre elles, si le corps est homogène, ou dans le même rapport, s'il est hétérogène, bien que leur valeur varie avec la distance du corps au centre de la terre.

## II. — Intensité.

48. **Marche à suivre pour la détermination de l'intensité de la pesanteur.** — Cette détermination comprendra deux parties :

A. Nous démontrerons, en premier lieu, au moyen de diverses expériences, que la pesanteur imprime aux corps un mouvement uniformément varié et que par suite (§ 37) la force qui représente l'action de la terre sur un corps est constante, entre les limites des déplacements que cette force fait subir aux corps dans nos expériences.

B. Nous indiquerons ensuite comment on peut arriver expérimentalement à la mesure de cette force constante.

### A. — LA PESANTEUR EST UNE FORCE CONSTANTE.

49. **Identité des mouvements communiqués par la pesanteur à tous les corps.** — La pesanteur étant toujours due à la même cause, quel que soit le corps qui en subit l'action, il est à présu-



mer, *a priori*, que le mouvement communiqué à un corps par la pesanteur sera toujours le même, quels que soient la forme, le volume ou le poids de ce corps. Sans doute la force qui agit sur les corps plus lourds est plus considérable, mais la masse à entraîner est alors plus grande et l'on conçoit tout au moins que les éléments du mouvement, vitesse et accélération, puissent conserver la même valeur dans tous les cas.

L'expérience confirme d'ailleurs ces prévisions. On s'en assure au moyen du tube de Newton, tube de verre (fig. 21), de deux mètres de long, fermé à ses deux extrémités par des garnitures métalliques, dont l'une est munie d'un ajutage et d'un robinet qui permettent de faire le vide dans le tube après qu'on y a introduit des corps de poids très différents, barbes de plume, boules de liège et de plomb, etc. Si l'on retourne brusquement le tube lorsqu'on y a fait le vide, on constate que tous les corps intérieurs, plume, liège, plomb, etc., se déplacent également vite et sont donc animés de mouvements identiques, ainsi que nous l'avons fait prévoir plus haut.



Fig. 21. — Tube de Newton.

La même expérience, répétée directement dans l'atmosphère ou dans le même tube de Newton après qu'on y a laissé rentrer l'air, montre que, toutes choses égales d'ailleurs, les corps tombent alors d'autant plus vite qu'ils sont plus denses. Ces nouveaux résultats s'expliquent si l'on remarque que, dans cette seconde expérience, une cause ou force nouvelle intervient qui résulte de la résistance opposée par l'air au déplacement des corps qui tombent. Cette résistance agit d'ailleurs comme le ferait une diminution dans l'intensité de la pesanteur; en outre, puisqu'elle provient du contact de la surface extérieure du corps pesant avec l'atmosphère ambiante, cette résistance doit s'exercer également sur des corps inégalement lourds, mais de même volume et de même surface extérieure; ainsi s'explique le ralentissement plus grand de la chute des corps dont le poids est plus petit.

Il résulte de là que la nature du mouvement imprimé par la pesanteur à un corps doit être déterminée dans le vide, ce qui serait fort difficile à réaliser, ou que du moins, si les observations



sont faites dans l'air, elles doivent porter sur les corps les plus denses, afin que l'altération de leur mouvement par la résistance de l'atmosphère soit relativement moins considérable et par suite négligeable.

50. **Détermination de la nature du mouvement dû à la pesanteur.** — L'observation directe du mouvement d'un corps en chute libre sous la seule influence de la pesanteur présente des difficultés à cause de la rapidité avec laquelle le corps se déplace; aussi a-t-on imaginé des procédés qui permettent de ralentir ce mouvement sans en changer la nature (plan incliné, machine d'Atwood), soit de faire inscrire au mobile lui-même la loi de son propre mouvement (machine de Morin).

*Plan incliné.* — Soit un plan incliné ABC (fig. 22) sur lequel on abandonne un corps sphérique M soumis à l'action de son poids P.

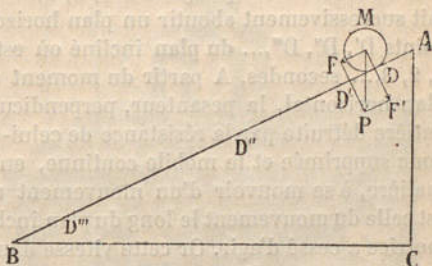


Fig. 22. — Mouvement sur un plan incliné.

Remplaçons la force P par deux autres, l'une  $F'$  perpendiculaire au plan et détruite par la résistance de celui-ci, l'autre  $F$  parallèle à ce plan. C'est cette dernière composante qui seule produit le mouvement dont le mobile M va être animé; comme d'ailleurs cette composante est plus petite que la force P due à la pesanteur et qu'elle agit sur la même masse, celle du corps M, le mouvement de ce corps sera moins rapide qu'en chute libre. Il est en outre facile de voir que plus l'angle ABC sera petit, plus la composante active  $F$  sera petite et moins le mouvement de M sera rapide, ce qui en rendra l'observation plus facile. D'ailleurs, pendant toute la durée du mouvement, la composante  $F$  est dans un rapport constant avec la force P (§ 32); par suite, la nature du mouvement observé sur le plan incliné sera la même que celle du mouvement en chute libre. Or la nature du mouvement dont est animé le mobile M peut être déterminée de la manière suivante :

On abandonne le corps M au moment où un compteur bat une seconde et, au moyen d'obstacles dont la position le long du plan incliné est déterminée par tâtonnements, on cherche les positions



des points  $D'$ ,  $D''$ ,  $D'''$ , ... où est arrivé le mobile après une seconde, deux secondes, trois secondes..... On trouve ainsi que les espaces,  $DD'$ ,  $DD''$ ,  $DD'''$ , ... sont entre eux comme les nombres 1, 4, 9, ..., c'est-à-dire sont proportionnels aux carrés des temps 1, 2, 3, ... employés à les parcourir. Ce résultat montre (§ 43) que le mouvement du corps sur le plan incliné est un mouvement uniformément accéléré.

L'exactitude de cette conclusion peut être approximativement vérifiée par la détermination des vitesses du mouvement du mobile au bout de temps égaux à 1, 2, 3, ... secondes. Pour cela, on fait successivement aboutir un plan horizontal résistant aux divers points  $D'$ ,  $D''$ ,  $D'''$ , ... du plan incliné où est arrivé le mobile après 1, 2, 3, ... secondes. A partir du moment où le mobile est sur ce plan horizontal, la pesanteur, perpendiculaire à ce plan, est toute entière détruite par la résistance de celui-ci ; la force motrice  $F$  est donc supprimée et le mobile continue, en vertu de l'inertie de la matière, à se mouvoir d'un mouvement uniforme dont la vitesse est celle du mouvement le long du plan incliné à l'instant où la force motrice a cessé d'agir. Or cette vitesse d'un mouvement uniforme est mesurée par l'espace parcouru par le mobile pendant une seconde sur le plan horizontal, espace qu'il est facile de déterminer. On constate ainsi que les vitesses au bout de 1, 2, 3, ... secondes sont proportionnelles aux temps 1, 2, 3, ... après lesquels on les mesure, conformément à ce qui doit être dans un mouvement uniformément varié (§ 43).

Un mouvement uniformément varié ne pouvant être produit que par une force constante, la force  $F$  qui produit le mouvement sur le plan incliné est donc constante pendant toute la durée de son action ; par suite la force  $P$ , due à la pesanteur, est elle-même constante.

*Machine d'Atwood.* — Tandis que, par l'emploi du plan incliné, on ralentit le mouvement du mobile en diminuant la force motrice dont on n'utilise qu'une composante, on obtient le même ralentissement, dans la machine d'Atwood, en augmentant la masse sur laquelle la force motrice agit.

La machine d'Atwood (fig. 23) se compose d'une roue à gorge  $RO$ , mobile autour d'un axe horizontal et sur laquelle s'enroule un long fil dont les deux extrémités supportent deux masses égales  $M$ ,  $M'$ , assez lourdes pour que le poids du fil soit négligeable par rapport au poids commun de  $M$  et de  $M'$  ; ces deux masses

se font dès lors équilibre, quelles que soient les hauteurs relatives auxquelles elles sont placées. La roue RO est fixée à une certaine hauteur, à l'extrémité d'un solide support ou contre un mur, le

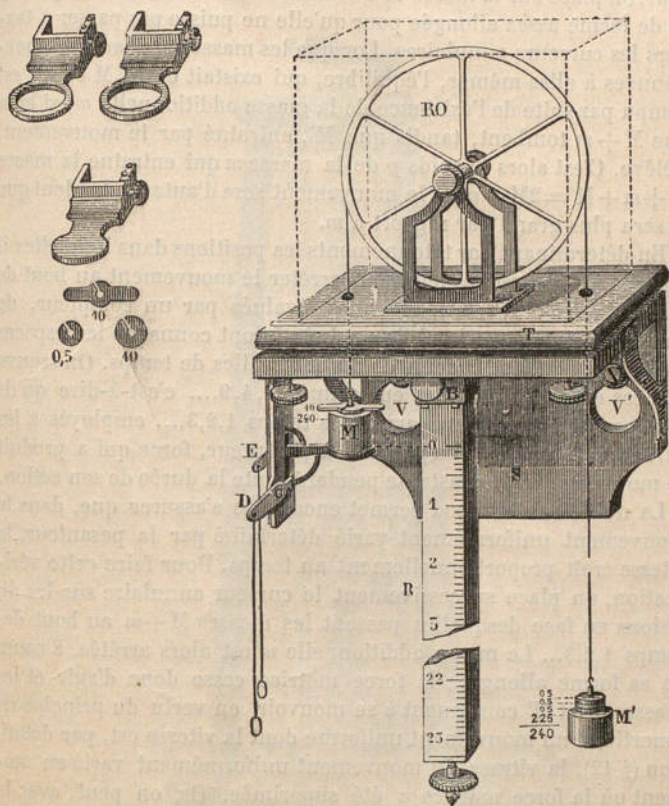


Fig. 23. — Machine d'Atwood.

long duquel descend, entre les deux brins du fil, une règle verticale R graduée en centimètres, qui porte des curseurs mobiles, soit pleins, soit annulaires, représentés à part sur la gauche de la figure. Enfin un arrêt, sur lequel on peut agir au moyen de cordons fixés en D et E, permet soit de maintenir la masse M



immobile en haut de sa course, soit d'abandonner cette masse à l'action de la pesanteur.

Pour étudier, avec cette machine, le mouvement dû à la pesanteur, on place sur la masse  $M$  une masse additionnelle  $m$  de poids  $p$  et de forme assez allongée pour qu'elle ne puisse pas passer à travers les curseurs annulaires. Lorsque les masses  $M$  et  $m$  sont abandonnées à elles-mêmes, l'équilibre, qui existait entre  $M$  et  $M'$ , est rompu par suite de l'existence de la masse additionnelle  $m$ , si bien que  $M + m$  tombent, tandis que  $M'$ , entraîné par le mouvement, s'élève. C'est alors le poids  $p$  de la masse  $m$  qui entraîne la masse  $M + m + M' = 2M + m$  et le mouvement sera d'autant plus lent que  $M$  sera plus grand par rapport à  $m$ .

En déterminant par tâtonnements les positions dans lesquelles il faut placer le curseur plein pour arrêter le mouvement au bout de temps égaux à 1, 2, 3, ... secondes, évalués par un compteur, de simples lectures sur la règle graduée feront connaître les espaces parcourus pendant chacun de ces intervalles de temps. On trouve que ces espaces sont entre eux comme 1, 4, 9, ... c'est-à-dire qu'ils sont proportionnels aux carrés des temps 1, 2, 3, ... employés à les parcourir. Donc la force  $p$  due à la pesanteur, force qui a produit ce mouvement, est constante pendant toute la durée de son action.

La machine d'Atwood permet encore de s'assurer que, dans le mouvement uniformément varié déterminé par la pesanteur, la vitesse croît proportionnellement au temps. Pour faire cette vérification, on place successivement le curseur annulaire sur les divisions en face desquelles passent les masses  $M + m$  au bout des temps 1, 2, 3, ... La masse additionnelle  $m$  est alors arrêtée, à cause de sa forme allongée; la force motrice cesse donc d'agir et les masses  $M$  et  $M'$  continuent à se mouvoir, en vertu du principe de l'inertie, d'un mouvement uniforme dont la vitesse est, par définition (§ 12), la vitesse du mouvement uniformément varié au moment où la force motrice a été supprimée. Or, on peut, avec le curseur plein, déterminer cette vitesse, c'est-à-dire l'espace parcouru par  $M$  pendant la seconde qui suit le moment où la force motrice a cessé d'agir. Les vitesses, ainsi déterminées par l'expérience, sont proportionnelles aux temps à la fin desquels on les mesure.

*Machine de Morin.* — Le corps sur lequel porte l'observation tombe en chute libre, son mouvement n'est ralenti par aucun artifice, mais on fait inscrire au mobile lui-même la loi de son mou-

vement que l'on étudie à loisir après et non pendant la chute.

La machine de Morin (fig. 24) se compose d'un long cylindre C, mobile autour d'un axe vertical qui s'engrène, au moyen d'une

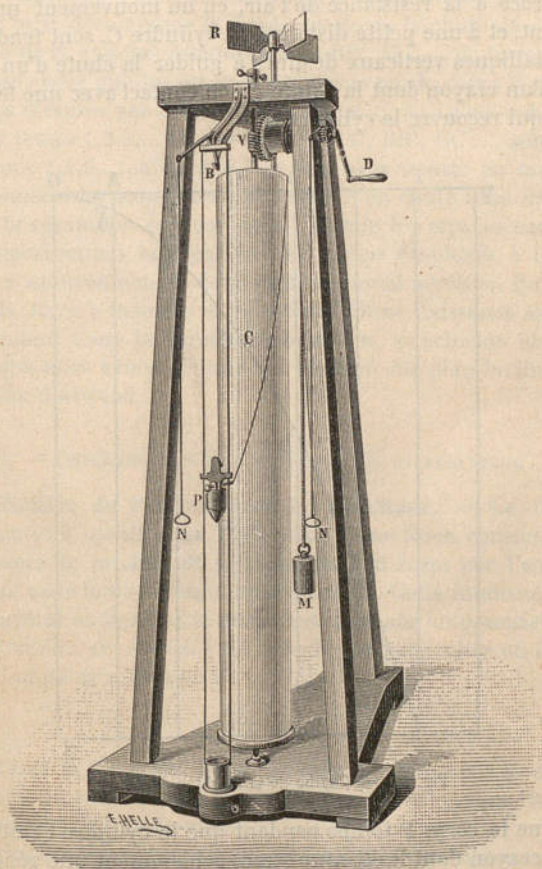


Fig. 24. — Machine de Morin.

vis sans fin V, avec la roue dentée d'un petit treuil horizontal muni d'une manivelle D; sur ce treuil s'enroule une corde qui supporte à son extrémité libre un poids M. L'action de ce poids, abandonné



à lui-même, détermine un mouvement de rotation du cylindre C, autour de l'axe vertical, mouvement dont la vitesse irait en croissant progressivement si un système d'ailettes R ne le transformait, grâce à la résistance de l'air, en un mouvement uniforme. En avant, et à une petite distance du cylindre C, sont tendus deux fils métalliques verticaux destinés à guider la chute d'un poids P muni d'un crayon dont la pointe est en contact avec une feuille de papier qui recouvre le cylindre C.

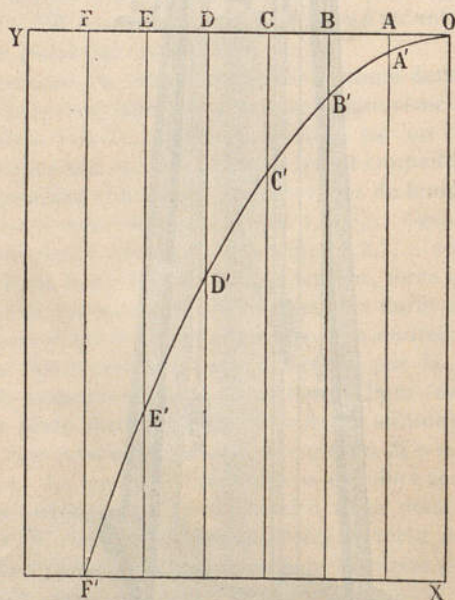


Fig. 25. — Courbe de la machine de Morin.

Lorsque le corps P tombe pendant que le cylindre C est immobile, le crayon dont P est muni trace évidemment une génératrice du cylindre. Si au contraire P est maintenu immobile pendant que tourne le cylindre C, le crayon trace une circonférence, section droite du cylindre. Enfin si la chute de P a lieu pendant que le cylindre tourne d'un mouvement uniforme, le crayon trace sur le papier une courbe reproduite sur la figure 25 qui représente la feuille de papier du cylindre après qu'elle a été déroulée. Les

droites parallèles de cette figure sont des génératrices équidistantes du cylindre et les intervalles égaux  $OA, AB, BC, \dots$  qui les séparent peuvent être regardés comme mesurant, puisque le cylindre a tourné d'un mouvement uniforme, des temps égaux en lesquels on peut décomposer la durée totale de la chute du corps  $P$ . Il résulte de là que les ordonnées  $AA', BB', CC', \dots$  de la courbe ne sont autre chose que les espaces parcourus par le corps  $P$  pendant les temps mesurés par  $OA = 1, OB = 2, OC = 3, \dots$  c'est-à-dire pendant des temps  $1, 2, 3, \dots$ . Or ces espaces  $AA', BB', CC', \dots$  sont entre eux comme  $1, 4, 9, \dots$ , ainsi que l'on peut s'en assurer en mesurant ces ordonnées. Le mouvement du corps  $P$  en chute libre sous l'action de la pesanteur est, par suite, tel que les espaces parcourus sont proportionnels aux carrés des temps employés à les parcourir; ce mouvement est donc uniformément accéléré. En conséquence la force à laquelle la pesanteur donne naissance est constante pendant toute la durée de son action, conclusion identique à celle que nous avons déduite de l'emploi du plan incliné et de la machine d'Atwood.

#### B. — DÉTERMINATION DE L'INTENSITÉ DE LA PESANTEUR.

51. **Définition de l'intensité de la pesanteur.** — La formule  $P = mg$  du § 39 montre que l'intensité d'une force constante  $P$  pour mesurer le produit de la masse  $m$  d'un corps par l'accélération  $g$  que cette force communique au corps. Cette intensité est du reste exprimée en *dynes* si la masse est exprimée en *gramme-masses* et l'accélération en *centimètres*. Dans le cas particulier où la force agit sur l'unité de masse on a :

$$P = g,$$

l'intensité de la force est alors exprimée en dynes par le nombre même qui exprime en centimètres l'accélération que la force communique à l'unité de masse.

Il résulte des expériences précédentes que la pesanteur est une force qui conserve, lorsqu'elle agit sur un même corps, une valeur constante pendant toute la durée de son action, du moins dans les limites de déplacement entre lesquelles nous avons observé ses effets. Les mêmes expériences, répétées sur des corps de nature différentes, démontreraient en outre, plus rigoureusement que ne peut le faire l'expérience du tube de Newton, que, en un même



lieu, tous les corps tombent également vite, c'est-à-dire que l'accélération  $g$  du mouvement uniformément varié, communiqué par la pesanteur à un corps quelconque, est également constante pour tous les corps en un même point de la terre.

Si l'on désigne alors par  $P$  l'action totale de la pesanteur sur un corps quelconque, c'est-à-dire le poids de ce corps, par  $m$  sa masse et par  $g$  l'accélération du mouvement uniformément varié que la pesanteur communique à ce corps lorsqu'il tombe en chute libre, la formule

$$P = mg,$$

dans laquelle  $g$  est constant quel que soit le corps et  $m$  variable avec le corps considéré, montre que  $P$  doit varier proportionnellement à  $m$ ; en d'autres termes, la pesanteur est une force constante pour un même corps, mais son intensité varie proportionnellement à la masse du corps sur lequel elle agit.

On appelle en général *intensité de la pesanteur* en un lieu, l'intensité que présente cette force en ce lieu lorsqu'elle agit sur une masse égale à l'unité. D'après ce que nous avons dit au début de ce paragraphe, cette intensité est exprimée en dynes par le nombre qui exprime en centimètres l'accélération  $g$  que prendrait, dans le lieu considéré, l'unité de masse tombant en chute libre. D'autre part, comme tous les corps acquièrent en tombant dans ces conditions, la même accélération  $g$  en un même lieu, il suffit de mesurer cette accélération sur un corps quelconque pour avoir l'intensité de la pesanteur dans le lieu de l'expérience, cette intensité étant définie comme ci-dessus.

Il faudrait ensuite multiplier  $g$  par la masse du corps employé pour cette détermination si l'on voulait connaître l'intensité de la force qui agit sur ce corps.

Ces considérations permettent de ramener la mesure de l'intensité de la pesanteur à celle de l'accélération  $g$  que prend un corps quelconque tombant en chute libre.

52. **Détermination expérimentale de  $g$ .** — On peut faire cette détermination au moyen du plan incliné et des machines d'Atwood et de Morin.

*Plan incliné.* — Soient  $P$  et  $m$  le poids et la masse du corps  $M$ ,  $F$  la valeur de la composante de  $P$  parallèlement au plan,  $g$  et  $\gamma$  les accélérations des mouvements de  $M$  en chute libre et sur le plan incliné.

En considérant successivement chacun de ces mouvements, on a (§ 38) :

$$P = mg \quad \text{et} \quad F = m\gamma,$$

d'où : 
$$\frac{g}{\gamma} = \frac{P}{F}.$$

Mais la figure 22 donne immédiatement  $\frac{P}{F} = \frac{AB}{AC}$  ; on aura donc

$$\frac{g}{\gamma} = \frac{AB}{AC}, \quad \text{d'où :} \quad g = \gamma \frac{AB}{AC},$$

expression qui fera connaître  $g$ , si l'on a mesuré  $AB$  et  $AC$  directement et  $\gamma$  par l'expérience.

*Machine d'Atwood.* — Si  $g$  représente l'accélération du mouvement de la masse additionnelle de poids  $p$  et de masse  $m$  lorsqu'elle tombe en chute libre et  $\gamma$  l'accélération du mouvement lorsque cette masse  $m$  entraîne avec elle les masses  $M + M' = 2M$ , on a, pour le premier mouvement :

$$p = mg,$$

et pour le second : 
$$p = (m + 2M)\gamma;$$

d'où : 
$$\frac{g}{\gamma} = \frac{m + 2M}{m},$$

expression qui permettra de calculer  $g$  si l'on a déterminé  $\gamma$  par l'expérience,  $M$  et  $m$  avec une balance (§ 37).

*Machine de Morin.* — La formule (§ 13) :

$$e = at^2 \tag{1}$$

qui donne la loi d'un mouvement uniformément varié montre que l'accélération  $2a$  du mouvement peut être calculée, si l'on connaît les valeurs correspondantes de  $e$  et de  $t$ . Or la figure 23 permet de déterminer de pareils couples de valeurs  $AA'$  et  $OA$ ,  $BB'$  et  $OB$ .... En portant l'un de ces couples de valeurs dans (1), tirant la valeur de  $a$ , puis doublant le nombre trouvé, on aura la valeur de  $g$ .

53. **Détermination de  $g$  à l'aide du pendule.** — La constante  $g$  est d'une importance considérable en Physique et il importe que sa valeur soit déterminée avec la plus grande exactitude possible. Or les procédés de détermination que nous avons sommairement indiqués dans le paragraphe précédent ne conduisent pas à une valeur suffisamment précise de  $g$ , par suite du peu d'approxima-





du parallélogramme (§ 23), l'une BN dirigée suivant le fil, l'autre BT perpendiculaire à la première, c'est-à-dire tangente à l'arc AB et située dans le plan vertical PBN de la figure. La force BN dirigée suivant le fil sera détruite par la résistance de celui-ci et aura pour effet unique de maintenir le fil tendu et d'obliger par suite le point matériel A à se mouvoir sur l'arc de cercle BB', puisque le fil est inextensible; la force tangentielle BT est donc la seule efficace pour produire ou modifier le mouvement du corps. En opérant la décomposition de BP en divers points de l'arc BA, on voit que cette force varie depuis la valeur BT jusqu'à 0, lorsque le pendule se déplace de B en A, mais qu'elle reste toujours dans le même plan et que par suite le pendule ne pourra sortir de ce plan, que nous désignerons sous le nom de *plan d'oscillation*.

Si donc on abandonne le pendule à lui-même, sans lui communiquer d'impulsion initiale, dans une position telle que OB par exemple, le point A se déplacera sur l'arc BA entraîné par une force BT, d'intensité variable, qui lui communiquera un mouvement accéléré. Quand le pendule sera arrivé en OA, la force tangentielle qui produisait le mouvement sera nulle, mais le point A aura une vitesse acquise en vertu de laquelle il dépassera sa position d'équilibre et se déplacera sur l'arc AB'. La composante tangentielle du poids P sera dès lors dirigée en sens inverse du déplacement de A et agira donc comme force retardatrice et non plus comme force accélératrice. De plus, en chaque point de l'arc AB' la composante tangentielle aura évidemment la même valeur absolue qu'au point symétrique de l'arc AB, si bien que le retard subi par le pendule en chaque point de AB' sera égal à l'accélération qui lui avait été imprimée au point correspondant de AB.

On conçoit donc que le pendule aura en chaque point de AB' la vitesse qu'il avait, en sens inverse, au point symétrique de AB. Cette vitesse sera nulle et le pendule cessera de s'élever lorsque le point matériel sera parvenu en un point B' symétrique de B par rapport à OA; le pendule aura alors effectué une *oscillation*.

Mais les considérations précédentes s'appliquent de tout point à la nouvelle position OB' du pendule, qui exécutera donc de B' en B une nouvelle oscillation identique, dans ses particularités, à la précédente. Ce mouvement oscillatoire se continuera indéfiniment si le pendule oscille dans le vide et s'il ne se produit aucun frottement au niveau du point de suspension.

En réalité, à cause des frottements inévitables dans la pratique,



à cause aussi de la résistance de l'air, le point matériel s'élèvera, à chaque oscillation, un peu moins haut qu'à l'oscillation précédente et le pendule finira par s'arrêter au bout d'un temps plus ou moins long.

On appelle *durée d'une oscillation* le temps que met le pendule pour aller de l'une à l'autre de ses positions extrêmes OB et OB'.

L'*amplitude* d'une oscillation est l'angle BOB' que font entre elles les deux positions extrêmes du pendule.

*Lois du mouvement du pendule simple.* — En appliquant les lois de la dynamique au pendule simple oscillant dans le vide, on démontre que, lorsque l'amplitude des oscillations est assez petite, la durée d'une oscillation est constante, et par suite indépendante de l'amplitude, et que la loi du mouvement est donnée par l'expression (§ 17) :

$$x = a \cos 2\pi \frac{t}{T},$$

dans laquelle  $x$  représente l'espace parcouru par le point matériel sur l'arc BB',  $t$  le temps,  $a$  l'amplitude de l'oscillation, c'est-à-dire la longueur de l'arc BB', et  $T$  le double de ce que nous avons appelé la durée constante d'une oscillation.

On démontre, en outre, que la durée  $\tau$  de l'oscillation est donnée par la formule :

$$\tau = \pi \sqrt{\frac{l}{g}},$$

où  $\pi$  est le rapport de la circonférence au diamètre,  $l$  la longueur OA du pendule simple, et  $g$  l'accélération du mouvement dû à la pesanteur.

C'est au moyen de cette dernière formule que l'on détermine, comme nous le dirons bientôt, la valeur de la constante  $g$ .

*Vérification expérimentale de la formule*  $\tau = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$ . — L'exactitude de cette formule, qui sert à déterminer  $g$ , peut être vérifiée d'une façon approximative par l'expérience.

Pour cela remarquons d'abord que, d'après cette formule même :  
1° La durée  $\tau$  d'une oscillation ne dépend que de la longueur  $l$  du pendule; par conséquent, non seulement cette durée  $\tau$  est constante pour un même pendule quelle que soit l'amplitude des oscillations, si cette amplitude est petite (*isochronisme des petites*



*oscillations pendulaires*), mais encore  $\tau$  est le même pour des pendules de même longueur formés de substances différentes;

2° La durée  $\tau$  d'une oscillation est proportionnelle à la racine carrée de la longueur  $l$  du pendule.

Pour vérifier ces lois par l'expérience, il importe de réaliser le moins inexactement possible la définition du pendule simple; à cet effet, on fait usage de pendules constitués par de petites sphères en plomb, en cuivre, en ivoire, etc., suspendues à l'extrémité d'un fil léger. La durée d'une oscillation peut d'ailleurs être très exactement mesurée en notant, au moyen d'un compteur à secondes, la durée totale  $T$  d'un nombre  $N$  d'oscillations et divisant  $T$  par  $N$ .

1° En écartant l'un des pendules de sa position d'équilibre, on peut constater que la durée d'une oscillation est indépendante de l'angle d'écart initial, pourvu que cet angle soit petit, c'est-à-dire indépendant de l'amplitude des oscillations. De même, en écartant d'un même angle divers pendules de même longueur, mais constitués par des corps différents, et les abandonnant simultanément à eux-mêmes, on voit que la durée d'oscillation est la même pour tous, au moins dans les premiers instants, alors que la résistance de l'air n'a pas pu encore perturber le phénomène d'une façon sensible.

2° En écartant d'un même angle des pendules dont les longueurs sont dans le rapport de 1 à 4 et les abandonnant simultanément à eux-mêmes, on constate que la durée d'oscillation du pendule le plus long est double de celle du pendule le plus court.

La formule  $\tau = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$  étant ainsi vérifiée, si l'on fait successivement osciller un même pendule en divers points éloignés les uns des autres à la surface de la terre, ou à diverses hauteurs assez différentes au-dessus de cette surface, on constate que la durée d'oscillation varie, ce qui prouve que l'accélération  $g$  est elle-même variable avec les mêmes circonstances.

*Détermination de  $g$ .* — Si l'on pouvait réaliser rigoureusement un pendule simple, il suffirait de mesurer sa longueur  $l$  et la durée  $\tau$  d'une oscillation pour pouvoir tirer la valeur de  $g$  de la formule :

$$\tau = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (1)$$

Faute de pouvoir réaliser ce pendule, on observe un pendule



composé et l'on arrive à la valeur de  $g$  par les considérations suivantes.

On démontre, en Mécanique, que la durée d'oscillation d'un pendule composé est encore constante, si l'amplitude des oscillations est assez petite, et que cette durée est égale à celle d'un pendule simple qui aurait pour longueur,

$$l = \frac{I}{Ma}, \quad (2)$$

expression dans laquelle  $I$  représente le *moment d'inertie* du pendule composé par rapport à l'axe de suspension <sup>(1)</sup>,  $a$  la distance du centre de gravité du pendule composé à ce même axe, et  $M$  la masse du pendule composé. On a donc encore, pour un pendule composé quelconque :

$$\tau = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad (3)$$

$l$  étant défini comme nous venons de le dire par la formule (2). Le pendule simple de longueur  $l$  est dit pendule simple *synchrone* du pendule composé.

De là résulte la marche à suivre pour calculer  $g$ .

On détermine par l'expérience la durée d'oscillation d'un pendule composé donné, on calcule, d'après des méthodes qui ne peuvent être exposées ici, le moment d'inertie de ce pendule, et par suite la longueur  $l$  du pendule simple synchrone au moyen de la formule (2), on porte les valeurs de  $t$  et de  $l$  dans la formule (3) et l'on en tire la valeur de  $g$  :

$$g = \pi^2 \frac{l}{\tau^2}.$$

Cette détermination de  $g$  a été effectuée pour la première fois avec une grande rigueur par le physicien français Borda.

*Pendule réversible de Kater.* — Lorsqu'il s'agit d'obtenir, seulement d'une façon approximative, les variations de  $g$  avec l'altitude et avec la latitude du lieu d'observation, il est commode de se servir

(1) On appelle *moment d'inertie* d'un corps matériel par rapport à un axe la somme  $\Sigma mr^2$  des produits obtenus en multipliant la masse de chaque point du corps par le carré de la distance du point considéré à l'axe. La détermination du moment d'inertie d'un corps revient, en somme, à un calcul mathématique.

du pendule réversible de Kater qui permet de déterminer par l'expérience la longueur  $l$  du pendule simple synchrone.

Cette détermination est basée sur la réciprocité qui existe entre l'axe de suspension et l'axe d'oscillation d'un pendule composé.

On appelle *axe d'oscillation* d'un pendule composé quelconque la droite, parallèle à l'axe de suspension, située, lorsque le pendule est au repos, dans le plan vertical passant par ce dernier axe et dont la position est telle que sa distance à cet axe de suspension est égale à la longueur  $l$  du pendule simple synchrone. Toutes les molécules situées sur l'axe d'oscillation oscillent donc comme des points matériels indépendants et seulement reliés à l'axe de suspension. Or, on démontre que si l'on suspend un pendule composé par son axe d'oscillation, ce pendule oscille dans le même temps que lorsqu'il est suspendu par son axe de suspension primitif; celui-ci, en d'autres termes devient l'axe d'oscillation. Par suite, si un corps suspendu successivement par deux axes parallèles, contenant dans leur plan le centre de gravité, oscille chaque fois dans le même temps, ces deux axes, pourvu qu'ils ne soient pas à la même distance du centre de gravité, jouent l'un par rapport à l'autre le rôle d'axe de suspension et d'axe d'oscillation, et leur distance est égale à celle du pendule simple synchrone du pendule composé que constitue le corps considéré lorsque l'un ou l'autre de ces axes est pris comme axe de suspension.

Si donc on détermine par tâtonnements, pour un corps, les positions des axes réciproques de suspension et d'oscillation, la distance de ces axes donne la valeur de  $l$  qui doit être introduite dans la formule (3). En déterminant en même temps la durée  $\tau$  de l'oscillation du corps, on aura les valeurs des deux quantités qui permettent de calculer  $g$ .

*Valeur de  $g$ .* — La valeur de  $g$  à Paris est de  $980^{\text{cm}}.96$ .

Dans le système C.G.S., l'unité de force ou *dyne* est la force qui communique à l'unité C.G.S. de masse, le *gramme-masse*, l'unité C.G.S. d'accélération, c'est-à-dire une accélération de 1 centimètre par seconde. Or, l'action de la terre sur l'unité C.G.S. de masse communique à celle-ci une accélération de  $980^{\text{cm}}.96$ ; les forces étant proportionnelles aux accélérations qu'elles impriment à la même masse, l'action de la terre sur le gramme-masse, c'est-à-dire l'*intensité* de la pesanteur, est donc égale à  $980.96$  dynes.

34. Variations de  $g$  avec la latitude et l'altitude. — Les mesures



de  $g$  effectuées en divers points du globe montrent que la valeur de  $g$ , au niveau de la mer en un lieu quelconque, peut être représentée par la formule :

$$g = 9^m.806\ 056(1 - 0.002\ 552 \cos 2\lambda),$$

dans laquelle  $\lambda$  est la latitude du lieu considéré.

L'intensité de la pesanteur décroît donc avec la latitude, c'est-à-dire va en diminuant du pôle à l'équateur. Cette diminution est due à deux causes : la forme de la terre aplatie aux pôles et renflée à l'équateur, et la rotation de la terre autour d'un axe passant par les deux pôles, rotation d'où naît une force centrifuge qui agit dans une certaine mesure pour diminuer l'action de la pesanteur.

La formule précédente donne pour valeur de  $g$ , à la latitude de  $45^\circ$  et au niveau de la mer, le nombre  $9^m.806$  ou  $980.6$ , en unités C.G.S.

On ne possède pas un nombre suffisant de mesures de  $g$  effectuées à diverses altitudes pour en déduire la loi suivant laquelle varie l'intensité de la pesanteur avec la distance au centre de la terre. Mais on démontre, par la considération du mouvement de la lune, que la pesanteur n'est qu'un cas particulier de l'attraction universelle ; par suite, l'intensité de la pesanteur doit varier, à mesure que l'on s'élève au-dessus du niveau de la mer, en raison inverse du carré de la distance du point où l'on se trouve au centre de la terre.

Ce résultat est exprimé par la formule :

$$g_1 = g(1 - 0.000\ 000\ 344h),$$

dans laquelle  $g$  est l'accélération à la latitude de  $45^\circ$  et au niveau de la mer et  $g_1$  l'accélération à la latitude de  $45^\circ$  et à une hauteur  $h$ .

Enfin on démontre que, si la terre était homogène, l'intensité de la pesanteur décroîtrait, à mesure que l'on s'abaisserait au-dessous de sa surface, dans le même rapport que la distance au centre de la terre. Mais la terre est loin d'être homogène, et, si l'on admet pour la densité de ses diverses couches les valeurs données par la formule de Roche, on trouve que l'intensité de la pesanteur doit augmenter de la surface de la terre à une profondeur égale environ au  $\frac{1}{6}$  du rayon terrestre, pour décroître ensuite à partir de cette distance. Des déterminations effectuées par Airy, à l'aide du pen-

dule, à une profondeur de 385 mètres dans une mine de Cornouailles, ont en effet donné pour  $g$  une valeur plus grande qu'à la surface de la terre dans le même lieu, valeur qui concorde d'ailleurs parfaitement avec celle que le calcul permet de déduire de la formule de Roche.

## CHAPITRE II

### POIDS ABSOLU ET RELATIF. — POIDS SPÉCIFIQUES ET DENSITÉS

55. **Poids absolu et poids relatif.** — On appelle *poids absolu* d'un corps la résultante  $P$  des actions que la terre exerce sur toutes les molécules de ce corps.

Le poids absolu d'un corps déterminé varie avec le lieu de la terre où le corps se trouve.

En effet, si  $g$  est l'accélération due à la pesanteur en ce lieu, on sait (§ 38) que

$$\frac{P}{g} = m,$$

$m$  étant ce que nous avons appelé la masse du corps.

Or cette masse est un nombre indépendant du lieu de la terre où le corps se trouve, car elle représente uniquement le rapport constant qui existe entre la force constante, quelle qu'elle soit, qui agit sur le corps et l'accélération du mouvement uniformément varié que cette force communique à ce corps. D'autre part, on a vu que  $g$  varie d'un point de la terre à l'autre; par suite le poids absolu  $P$  change avec les mêmes circonstances.

On appelle *poids relatif* d'un corps B le rapport entre le poids absolu de ce corps et le poids absolu d'un autre corps A, choisi arbitrairement et considéré au même lieu de la terre que le corps B.

Si  $m$  et  $P$ ,  $m'$  et  $P'$  sont les masses et les poids absolus de B et de A et si  $g$  représente l'accélération due à la pesanteur dans le lieu où ces corps se trouvent, on a :

$$P = mg \quad \text{et} \quad P' = m'g;$$

le poids relatif  $\pi$  de B sera donc :

$$\pi = \frac{P}{P'} = \frac{mg}{m'g} = \frac{m}{m'}.$$



Le poids relatif  $\pi$  est donc égal à un rapport de masses dont la valeur est indépendante, d'après ce qui a été dit plus haut, du lieu de la terre où ces masses sont placées ; le poids relatif est par suite lui-même constant, pour un même corps, en tous les points de la terre, si le corps A de masse  $m'$ , pris pour terme de comparaison, est toujours le même.

Dans le système métrique, on a choisi pour corps A un centimètre cube d'eau distillée, à la température de 4 degrés centigrades, et on a donné au poids absolu de ce corps, considéré dans le vide et dans le lieu de l'expérience, le nom de *gramme*. Le poids relatif d'un corps indique donc, dans le système métrique, le nombre de grammes auquel le poids absolu de ce corps est équivalent dans le lieu de l'expérience.

Remarquons encore que, dans le système C.G.S., on a choisi, pour unité de masse, la masse de 1 centimètre cube d'eau distillée, à 4°, c'est-à-dire la masse de l'unité de poids. Par suite, si dans l'égalité :

$$\frac{P}{P'} = \frac{m}{m'}$$

on suppose  $P' = 1$ , la masse  $m'$  correspondant à  $P'$  est aussi égale à 1 ; c'est l'unité de masse ou *gramme-masse*. Donc le nombre  $\frac{P}{P'}$ , qui exprime le poids relatif d'un corps, est le même que le nombre  $\frac{m}{m'}$  qui exprime la masse de ce corps dans le système C.G.S. Par suite, tout procédé de détermination du poids relatif des corps est également un procédé de détermination de la masse de ces corps.

Dans le Chapitre suivant, nous décrirons l'instrument, appelé *balance*, qui sert à déterminer le poids relatif des corps et par conséquent leur masse comparée au gramme-masse.

56. **Poids spécifiques et densités.** — On appelle *poids spécifique absolu* d'un corps le poids absolu  $p_a$  de l'unité de volume de ce corps ; le nombre qui représente le poids spécifique absolu varie donc, d'une part, avec l'unité de poids et l'unité de volume choisis, d'autre part, d'après ce que nous avons dit dans le paragraphe précédent, avec le lieu de la terre où le corps est situé.

On appelle *poids spécifique relatif* d'un corps le rapport  $p_r$ , qui existe entre le poids absolu  $P$  d'un certain volume  $V$  du corps et le poids absolu  $P'$  d'un même volume d'eau distillée à 4°, au même point

de la terre. Le poids spécifique relatif étant un rapport, sa valeur numérique est indépendante des unités choisies, ainsi que du point de la terre où on le considère.

On appelle *densité absolue* d'un corps la masse  $d_a$  de l'unité de volume de ce corps et *densité relative* le rapport  $d_r$  entre la masse d'un volume déterminé du corps et la masse du même volume d'eau distillée à 4°. La valeur numérique de la densité absolue d'un corps est indépendante, d'après les considérations du paragraphe précédent, du point de la terre où le corps est situé, mais elle varie avec les unités choisies pour la masse et pour le volume; la densité relative au contraire est indépendante de ces mêmes unités, ainsi que du lieu de la terre où on la considère.

La formule  $P = mg$  (§ 38), appliquée à l'unité de volume du corps, donne :

$$p_a = d_a g, \quad (1)$$

formule qui établit une relation entre le poids spécifique absolu et la densité absolue d'un même corps. Le poids  $p_a$  est d'ailleurs exprimé en *dynes*, si  $d_a$  est exprimé en grammes-masses et  $g$  en centimètres.

La définition du poids spécifique relatif donne :

$$p_r = \frac{P}{P'}$$

où  $P$  et  $P'$  représentent les poids d'un même volume du corps et d'eau. Si l'on remplace  $P$  et  $P'$  par  $mg$  et  $m'g$ ,  $m$  et  $m'$  étant les masses correspondant aux poids  $P$  et  $P'$ , il vient :

$$p_r = \frac{mg}{m'g} = \frac{m}{m'} = d_r,$$

résultat indépendant des unités de mesure choisies. Il résulte de là que les valeurs numériques du poids spécifique relatif et de la densité relative sont égales; nous avons fait remarquer déjà qu'elles sont indépendantes de la position du lieu de la terre où on les mesure.

Le volume d'un corps dépendant d'ailleurs de sa température, il est nécessaire de spécifier rigoureusement les conditions de température auxquelles se rapportent les définitions précédentes. Il est d'usage de rapporter les poids spécifiques des corps à la température de 0° et de considérer l'eau, au contraire, à la température de 4°. D'où la définition exacte suivante :



On appelle *poids spécifique relatif* d'un corps le rapport qui existe entre le poids d'un certain volume de ce corps à 0° et le poids d'un même volume d'eau distillée à 4°, et *densité relative* le rapport de la masse d'un certain volume du corps à 0° à la masse du même volume d'eau distillée à 4°.

Ces conditions de température, différentes pour le corps et l'eau, sont irréalisables dans les expériences par lesquelles on détermine les densités ou poids spécifiques relatifs; mais, quelles que soient les conditions de température au moment des expériences, des formules simples permettent toujours de ramener les résultats à ce qu'ils auraient été si l'on avait pu réaliser les conditions de la définition.

Si l'on remarque que, pour l'eau à 4°, le poids et le volume sont exprimés par le même nombre, lorsqu'on fait usage du système métrique, on peut dire que le poids spécifique relatif  $p_r$  d'un corps est le rapport qui existe entre le poids relatif P et le volume V du corps à 0°, définition qui se traduit par l'égalité :

$$p_r = \frac{P}{V}.$$

On tire de là :

$$P = V p_r,$$

ce qui montre que le poids relatif P d'un corps est égal, dans le système métrique, au produit du volume de ce corps par son poids spécifique relatif.

Les expressions de *poids spécifique relatif* et de *densité relative*, bien qu'ayant des significations différentes, sont regardées comme synonymes à cause de l'égalité numérique des rapports qu'elles représentent; presque toujours, en outre, on supprime le mot relatif.

L'importance de la considération des densités résulte, en particulier, de ce que le rapport  $\frac{P}{V}$  est variable d'un corps à l'autre et a pour chacun d'eux une valeur qui est l'une de leurs caractéristiques physiques. En d'autres termes, la densité est l'une des *constantes physiques spécifiques* d'un corps.

C'est à ce titre que la détermination des densités est entrée jusque dans la pratique médicale, où on l'emploie comme procédé d'analyse, procédé incomplet, mais rapide, et dont les résultats peuvent fournir, dans certains cas particuliers (urine, sang, etc.), des indications utiles.

Nous ne pourrons décrire que plus tard les procédés de détermination du poids spécifique des corps solides, liquides et gazeux.

### CHAPITRE III

#### BALANCE

37. **Définition.** — On appelle *balance* un instrument destiné à mesurer les poids relatifs ou les masses des corps, car le poids relatif et la masse sont exprimés par le même nombre (§ 35).

La masse ainsi déterminée, le poids absolu du corps s'obtient, d'après la formule  $P = mg$ , en multipliant le nombre trouvé pour  $m$  par l'accélération due à la pesanteur et évaluée en centimètres; le résultat représente des dynes.

38. — **Principe de la balance de laboratoire.** — La balance de laboratoire est un levier pesant du premier genre, dont les bras sont égaux, ou du moins aussi sensiblement égaux qu'on peut pratiquement le réaliser; aux extrémités de ces bras on suspend, d'un côté, le corps dont on veut déterminer le poids relatif, de l'autre, le nombre de grammes nécessaires pour établir l'équilibre.

Lorsque le levier, qui a reçu ici le nom de *fléau*, est soumis à la seule action de son poids, il prend une position d'équilibre AB

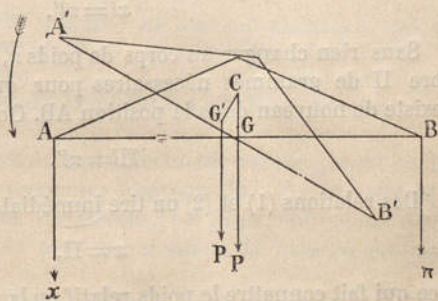


Fig. 27. — Principe de la balance.

(fig. 27), telle que son centre de gravité G se trouve sur la verticale qui passe par le point d'appui C. Son poids P est, en effet, détruit alors par la résistance de ce point, tandis que pour toute autre position A'B' du fléau le poids P, appliqué au centre de gravité maintenant situé en G', fait tourner ce fléau dans le sens de la flèche. Dans la pratique, on fait en sorte que le fléau soit en équilibre, sous l'action de son poids, lorsque sa direction est horizontale ou sensiblement horizontale.



Si l'on suspend aux deux extrémités du fléau deux poids égaux  $P_1$  et  $P_1$ , et si les bras du fléau (perpendiculaires abaissés du point d'appui sur les directions verticales des forces  $P_1$  et  $P_1$ ) sont égaux, il est évident que l'équilibre primitif du fléau considéré seul ne sera pas troublé par la suspension de ces poids, car les deux forces  $P_1$  et  $P_1$  se font alors mutuellement équilibre (§ 30). De là un moyen de déterminer le poids ou la masse d'un corps en le suspendant à l'une des extrémités du fléau et cherchant le nombre de grammes qu'il faut suspendre à l'autre extrémité pour maintenir le fléau dans sa position d'équilibre.

Lorsque les bras du fléau ne sont pas égaux entre eux, on détermine le poids ou la masse d'un corps, par *double pesée*, en opérant de la manière suivante.

Le corps de poids inconnu  $x$  est suspendu à l'extrémité A du bras de fléau de longueur  $l$  et l'on maintient le fléau dans sa position d'équilibre AB, au moyen d'un corps quelconque de poids  $\pi$  suspendu à l'extrémité B de l'autre bras du fléau de longueur  $l'$ . Le poids P du fléau étant détruit par la résistance du point fixe C, on a, puisque le levier est en équilibre (§ 30) :

$$xl = \pi l'. \quad (1)$$

Sans rien changer au corps de poids  $\pi$ , substituons à  $x$  le nombre  $\Pi$  de grammes nécessaires pour que l'équilibre du levier existe de nouveau dans la position AB. On aura encore :

$$\Pi l = \pi l'. \quad (2)$$

Des relations (1) et (2) on tire immédiatement :

$$x = \Pi,$$

ce qui fait connaître le poids relatif ou la masse  $x$ .

**59. Justesse, commodité et sensibilité d'une balance.** — *Justesse.* On dit qu'une balance est juste, lorsque des poids égaux appliqués aux deux extrémités du fléau maintiennent celui-ci dans la position horizontale d'équilibre qu'il prend quand il est seulement soumis à l'influence de son poids.

Il résulte de cette définition, et de ce qui a été dit dans le paragraphe précédent, qu'une balance ne peut être juste que si les bras du fléau (perpendiculaires abaissés du point fixe sur la direction des poids suspendus) sont égaux.

On conçoit qu'il soit impossible de réaliser rigoureusement cette condition dans la construction d'une balance, que toute balance soit donc fautive et qu'il soit nécessaire de recourir à la *double pesée* lorsqu'on veut déterminer le poids exact d'un corps.

*Commodité.* — Une balance est dite *commode* si le fléau, soumis seulement à l'action de son propre poids, revient de lui-même à sa position horizontale d'équilibre lorsqu'il en a été écarté.

Cette condition sera évidemment remplie si le centre de gravité du fléau est en G (fig. 28) au-dessous du point d'appui, car l'action du poids P est évidemment alors de faire tourner le fléau dans un sens tel qu'il soit ramené à sa position d'équilibre.

Si, au contraire, le centre de gravité est en G' (fig. 28) au-dessus du point d'appui, le poids P tendra à augmenter l'inclinaison du fléau et à le faire basculer, au lieu de le ramener à la position horizontale d'équilibre. La balance est alors dite *folle*.

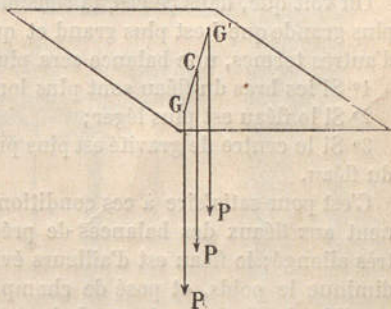


Fig. 28. — Différents états d'équilibre du fléau de la balance.

Dans le cas où le centre de gravité coïncide avec le point fixe, le poids P est détruit dans toutes les positions du fléau qui sont par suite autant de positions d'équilibre. Le fléau reste donc dans toutes les positions qu'on peut lui donner; la balance est dite *indifférente*.

*Sensibilité.* — Une balance est d'autant plus sensible que son fléau s'incline d'un angle plus grand lorsqu'on fait agir, à l'une de ses extrémités, un petit poids de grandeur déterminée.

On peut prendre pour mesure de la sensibilité d'une balance la tangente de l'angle  $\alpha$  dont le fléau s'incline quand on ajoute sur l'un des plateaux une surcharge déterminée  $p$ , 1 milligr. ou 1/2 milligr. par exemple.

Lorsque le point fixe et les points des extrémités du fléau où l'on applique les poids à comparer (points de suspension des plateaux de la balance) sont en ligne droite, la sensibilité est indépendante



de la charge totale que les plateaux supportent et donnée par la formule :

$$tga = \frac{pl}{Pd}, \quad (a)$$

dans laquelle  $l$  est la longueur commune des bras du fléau supposés égaux,  $P$  le poids du fléau,  $d$  la distance du centre de gravité du fléau à l'axe fixe de suspension de ce fléau,  $p$  l'excès de poids qui existe d'un côté.

On voit que, dans ce cas, la sensibilité de la balance est d'autant plus grande que  $l$  est plus grand et que  $P$  et  $d$  sont plus petits ; en d'autres termes, une balance sera plus sensible :

- 1° Si les bras du fléau sont plus longs ;
- 2° Si le fléau est plus léger ;
- 3° Si le centre de gravité est plus près de l'axe fixe de suspension du fléau.

C'est pour satisfaire à ces conditions que les constructeurs donnent aux fléaux des balances de précision la forme d'un losange très allongé ; le fléau est d'ailleurs évidé intérieurement, ce qui en diminue le poids, et posé de champ afin d'empêcher autant que possible la flexion qui, en abaissant les axes de suspension des plateaux, ferait diminuer la sensibilité de la balance.

La sensibilité, en effet, n'est plus indépendante de la charge quand les trois axes de suspension des plateaux et du fléau ne sont pas dans un même plan ; aussi doit-on, lorsque les poids de divers corps doivent être comparés entre eux, réaliser la constance de charge des plateaux en opérant comme nous le dirons plus loin (§ 61).

**60. Description de la balance.** — La suspension du fléau, dont la forme est celle que nous venons d'indiquer plus haut, est réalisée par un couteau  $c$  (fig. 29) ou prisme triangulaire en acier perpendiculaire au fléau auquel il est fixé, et qui repose, par son arête inférieure, sur un plan d'agate ou d'acier poli porté par une ou deux solides colonnes verticales ; les oscillations du fléau s'effectuent ainsi autour d'un axe horizontal avec le moins de frottement possible, et par suite sans introduction de forces autres que celles qu'il s'agit de comparer.

Les corps dont on veut comparer les poids ou les masses ne sont pas suspendus directement au fléau, mais sont posés sur des plateaux  $g, g'$  suspendus eux-mêmes, au moyen de couteaux  $f, f'$

dont ils sont munis, à des plans d'agate ou d'acier poli que porte le fléau à chacune de ses extrémités. Ce sont les positions des arêtes des trois couteaux  $f$ ,  $f'$ ,  $c$  de la balance qui interviennent dans la sensibilité de l'instrument. Cette sensibilité sera ou ne sera pas indépendante de la charge, suivant que ces trois arêtes seront ou ne seront pas dans le même plan.

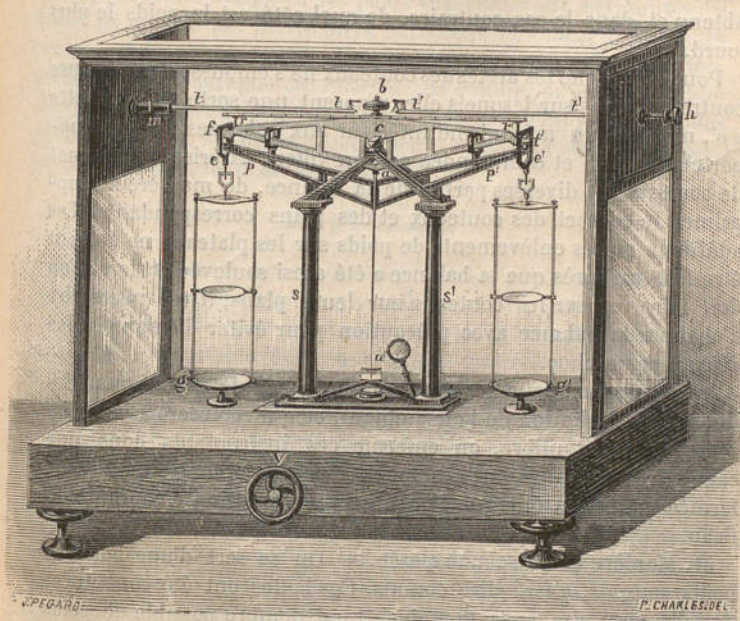


Fig. 29. — Balance de précision à cavaliers.

Les balances de précision sont en général munies, au-dessus de leur fléau, d'un écrou  $b$  que l'on peut élever ou abaisser le long d'un pas de vis vertical. L'opérateur peut ainsi élever ou abaisser le centre de gravité du fléau et rendre la balance plus ou moins sensible.

La position d'équilibre du fléau peut être très exactement appréciée à l'aide d'une longue aiguille  $a a'$  fixée au fléau, dirigée généralement vers le bas et dont l'extrémité se déplace sur une graduation. Grâce à la longueur de l'aiguille, et par suite à l'amplitude



du déplacement de son extrémité, on peut, à chaque pesée, amener très exactement le levier dans la même position d'équilibre. Il n'est d'ailleurs pas absolument nécessaire, au cours des tâtonnements nécessités par une pesée, d'attendre chaque fois que le levier soit au repos; les amplitudes du déplacement de l'aiguille à droite et à gauche du 0, observées pour un petit nombre d'oscillations successives, indiquent immédiatement si l'équilibre est à peu près obtenu et, dans le cas contraire, de quel côté est le poids le plus lourd.

Pour éviter que les arêtes des couteaux ne s'émousent à la longue contre les plans sur lesquels elles reposent, une sorte de fourchette  $pp'$ , mue par un mécanisme intérieur aux colonnes  $SS'$  qui supportent le fléau et commandée par un volant extérieur  $V$ , permet de soulever les diverses parties de la balance, de manière à supprimer le contact des couteaux et des plans correspondants. Les additions ou les enlèvements de poids sur les plateaux ne doivent être faits qu'après que la balance a été ainsi soulevée et, lorsqu'on doit faire reposer les couteaux sur leurs plans, il est nécessaire d'abaisser la balance avec précaution pour éviter d'émousser les arêtes par un choc.

Ajoutons que, pour soustraire les balances de précision à l'influence de l'agitation de l'air ambiant, ce qui retarderait l'établissement de l'équilibre, on enferme ces instruments dans une cage vitrée dont une paroi est mobile; la cage doit être maintenue fermée toutes les fois que l'on observe la position d'équilibre du fléau.

61. **Manière de faire une pesée.** — On se sert d'une boîte de poids *marqués*, c'est-à-dire connus. Ces boîtes ont été constituées de telle sorte que, avec le moins grand nombre possible de poids marqués, on puisse réaliser toute la série croissante des poids de milligramme en milligramme, depuis 0 jusqu'à un certain poids maximum; la composition de ces boîtes est, par exemple, la suivante :

1 poids de 0 <sup>gr</sup> .001,	2 poids de 0 <sup>gr</sup> .002,	1 poids de 0 <sup>gr</sup> .005
1 — 0 .01	2 — 0 .02	1 — 0 .05
1 — 0 .1	2 — 0 .2	1 — 0 .5
1 — 1 .0	2 — 2 .0	1 — 5 .0
1 — 10 .0	2 — 20 .0	1 — 50 .0
.....	.....	.....

Pour faire une pesée, les plateaux étant suspendus au fléau,



on place le corps de poids  $x$  inconnu sur l'un des plateaux et l'on cherche par tâtonnements les poids marqués  $\Pi$ , qu'il faut mettre dans l'autre plateau pour rétablir l'équilibre ; si la balance est juste  $x = \Pi$ .

Il importe toutefois de remarquer que l'égalité précédente n'est exacte que si les plateaux ont exactement même poids. Les plateaux sont en effet assimilables à des poids suspendus aux extrémités du fléau ; ils ne font pas partie de la balance proprement dite et leurs poids ne doivent pas entrer dans le facteur  $P$  que contient la formule (a) du paragraphe 59, relative aux conditions de sensibilité. Ce sont des corps dont le rôle est absolument identique à celui des poids  $x$  et  $\Pi$ , et, si l'on représente par  $p$  et  $p'$  les poids de ces plateaux, l'équation de l'équilibre est :

$$x + p = \Pi + p';$$

$x$  et  $\Pi$  ne sont donc égaux que si  $p = p'$  en admettant en outre, comme nous l'avons supposé, que la balance soit juste.

La condition d'égalité rigoureuse des poids des plateaux étant tout aussi irréalisable dans la pratique que celle de l'égalité de longueur des bras du fléau, c'est une raison de plus pour recourir à la double pesée, toutes les fois que le poids d'un corps doit être déterminé avec toute l'exactitude possible.

Pour pratiquer la double pesée, on place le corps de poids inconnu  $x$  sur l'un des plateaux et on lui fait équilibre, non avec des poids marqués, dont on va avoir besoin dans la seconde partie de l'opération, mais avec une tare, grenaille de plomb, morceaux de clinquant, etc. On substitue alors au corps  $x$  des poids marqués jusqu'à rétablir l'équilibre ; la somme  $\Pi$  de ces poids est égale au poids  $x$  à déterminer.

On voit que la détermination du poids d'un corps par double pesée exige l'établissement de deux équilibres. Mais lorsqu'on a à déterminer le poids de  $n$  corps, on peut réduire à  $n+1$  le nombre des équilibres à établir, en opérant de la manière suivante : on place dans l'un des plateaux un poids marqué  $\Pi$  supérieur au poids du plus lourd des corps à peser ; on lui fait équilibre au moyen d'une tare placée dans l'autre plateau, puis, sans toucher désormais à cette tare, on remplace successivement le poids  $\Pi$  par les différents corps dont on cherche les poids  $x_1, x_2, x_3, \dots$ , en ajoutant chaque fois des poids marqués en quantité suffisante  $p_1, p_2, p_3, \dots$  pour rétablir l'équilibre. Il est évident que les poids  $x_1 + p_1,$



$x_2 + p_2, x_3 + p_3 \dots$  sont tous égaux au poids  $\Pi$  puisqu'ils font tous équilibre à la même tare que ce poids. Il suffira donc, pour avoir les poids  $x_1, x_2, x_3 \dots$  de chaque corps, de retrancher du poids  $\Pi$  la valeur des poids marqués  $p_1, p_2, p_3 \dots$  qu'il a fallu placer à côté de chacun de ces corps pour équilibrer la tare.

Ce mode opératoire présente du reste cet avantage que la charge totale de la balance reste la même pour toutes les pesées; on obtient par suite, comme nous l'avons dit plus haut (§ 59), une sensibilité constante, même dans le cas où les trois axes de suspension du fléau et du plateau ne sont pas dans le même plan.

62. **Balance à cavaliers.** — On appelle *cavaliers* des fils de platine de  $0^{\text{sr}}.1, 0^{\text{sr}}.01$  et  $0^{\text{sr}}.001$  recourbés de telle sorte qu'ils puissent être mis à cheval sur l'un des bras du fléau, lequel est divisé par des traits, visibles sur la figure 29, en 10 parties égales. Le cavalier de  $0^{\text{sr}}.1$ , placé successivement à l'extrémité du fléau puis sur les divisions 9, 8... 1 qui sont de plus en plus rapprochées de l'axe de suspension  $c$ , produira successivement, d'après la théorie du levier, des effets égaux à ceux des poids 0.1, 0.09, 0.08... 0.01 placés directement sur le plateau correspondant. Il en sera de même des cavaliers dont les poids sont  $0^{\text{sr}}.01$  et  $0^{\text{sr}}.001$ . On pourra donc, avec un cavalier de 1 milligramme, effectuer une pesée au dixième de milligramme près, tandis que, pour obtenir la même approximation en plaçant directement les poids sur le plateau, il faudrait faire usage de poids égaux à des dixièmes de milligramme, poids qui sont difficiles à manier à cause de leurs petites dimensions et de leur faible poids. Il faut remarquer toutefois que l'exactitude de la pesée effectuée avec les cavaliers dépend de l'exactitude avec laquelle ont été tracées les divisions du fléau.

Les cavaliers peuvent être mis en place et déplacés au moyen d'une tige  $ht't'$  (fig. 29) qui traverse à frottement la paroi de la cage et que l'on peut manœuvrer de l'extérieur. Une tige  $mtt$ , semblable à la précédente, existe de l'autre côté de la balance et sert à manœuvrer un cavalier de poids inconnu au moyen duquel on peut achever d'établir la tare d'un corps.

Ce dispositif présente encore cet avantage que, lorsque l'équilibre de la balance est à peu près obtenu, soit pour la tare, soit pour la pesée définitive, on peut le réaliser rigoureusement à l'aide des cavaliers sans ouvrir la cage et sans toucher aux plateaux; on évite ainsi l'agitation de l'air de la cage et les impulsions que l'opérateur communiquerait aux plateaux par la manœuvre directe des



pois, deux causes qui augmenteraient la durée des oscillations du fléau.

63. **Balance de Curie.** — Les oscillations de cette balance s'éteignent rapidement, ce qui diminue le temps nécessaire pour une pesée, et la sensibilité est cependant considérable encore.

Ce double résultat est atteint grâce à deux organes spéciaux : 1° une photographie de micromètre fixée à l'extrémité de l'un des bras du fléau et dont on observe les déplacements avec un microscope porté par la cage même de l'instrument; 2° des amortisseurs constitués par des cloches qui, fixées au-dessous des plateaux, plongent dans des cuvettes portées par la tablette de la balance et dans lesquelles se produisent, à chaque inclinaison du fléau, des variations de pression qui arrêtent très rapidement les oscillations.

Grâce à la possibilité d'apprécier avec le microscope de très faibles inclinaisons du fléau, on peut placer le centre de gravité à deux millimètres au-dessous de l'arête du couteau central sans que la sensibilité de la balance soit inférieure à celle d'une balance ordinaire dont le centre de gravité serait à quelques centièmes de millimètre du même axe. Dans ces conditions, la sensibilité de la balance peut être regardée comme constante et comme indépendante de la charge.

Ajoutons que la balance de Curie dispense de l'emploi des subdivisions du gramme, car, d'après la formule du paragraphe 59, la tangente de l'angle d'inclinaison du fléau est proportionnelle à l'excès de charge qui existe sur l'un des plateaux. La mesure de cette tangente, qui s'effectue facilement grâce au micromètre et au microscope, permet donc d'évaluer les fractions de gramme qui seraient nécessaires pour établir l'horizontalité du fléau.

64. **Balance de Roberval. Balance romaine.** — La balance de Roberval est constituée par un système de deux leviers  $ab$ ,  $a'b'$  (fig. 30), mobiles autour des points fixes  $c$  et  $c'$  et dont les

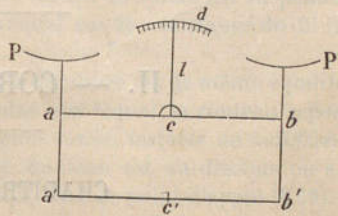


Fig. 30. — Balance de Roberval.

extrémités correspondantes sont articulées à des tiges verticales  $aa'$ ,  $bb'$  qui supportent à leurs extrémités supérieures les plateaux  $P$  et  $P'$ . Le levier supérieur est muni d'une aiguille  $l$  qui se déplace sur une graduation  $d$  portée par une caisse à l'intérieur de laquelle



sont généralement contenus les leviers. Les plateaux, l'aiguille et la graduation sont ainsi seuls visibles.

On démontre, en Mécanique, que, malgré le mode de réunion des plateaux et des leviers, l'effet produit par un poids sur la balance de Roberval est indépendant de la position de ce poids sur le plateau.

La *balance romaine* est une balance dont les bras de fléau sont inégaux. Au bras de fléau le plus court et de longueur  $l$ , on suspend le corps dont on veut trouver le poids  $x$ ; le long du bras le plus long du fléau, on fait déplacer un corps de poids connu et invariable  $p$ , jusqu'à maintenir le fléau horizontal. Si  $l'$  représente la distance de la position du poids au point de suspension, c'est-à-dire la longueur actuelle du second bras du fléau, l'équation d'équilibre est :

$$xl = pl',$$

d'où l'on tirera  $x$ , si  $l$ ,  $p$  et  $l'$  sont connus.

Le bras de fléau le plus long porte d'ailleurs une graduation obtenue, soit au moyen de l'égalité précédente, soit empiriquement, ce qui dispense alors de tout calcul. Cette graduation est d'autant plus facile à établir que, si le poids  $x$  augmente de quantités égales, il suffit, pour maintenir chaque fois l'équilibre avec le poids  $p$ , de déplacer ce poids de quantités égales le long de son bras de levier.

Les principes de la balance de Roberval et de la balance romaine ont été l'un et l'autre utilisés pour la construction de *pèse-bébés*.

---

## II. — CORPS SOLIDES

---

### CHAPITRE PREMIER

#### STÉRÉOSTATIQUE ET STÉRÉODYNAMIQUE

65. *Objet du chapitre.* — L'étude générale de l'équilibre des corps solides, ou *Stéréostatique*, et celle des mouvements de ces mêmes corps, ou *Stéréodynamique*, constituent deux parties im-



portantes de la Mécanique et ne sauraient trouver place ici. Mais quelques-uns des résultats auxquels conduit cette étude sont plus directement ou plus souvent utiles pour l'interprétation des phénomènes de la Physique générale et de la Physique biologique; ce sont ceux que nous considérerons dans le présent chapitre.

### I. — Stéréostatique.

66. **Généralités sur l'équilibre des solides.** — Toutes les conditions générales d'équilibre que nous avons énoncées dans les notions de Statique (§§ 26 et suivants) sont applicables aux corps solides. Ces conditions, en effet, sont relatives à des forces concourantes, parallèles ou quelconques, dont les points d'application sont supposés invariablement liés entre eux, comme le sont les divers points matériels dont un solide se compose. Il en est encore de même pour les conditions d'équilibre des corps gênés, énoncées dans les paragraphes 29 et suivants comme exemples des déductions que l'on tire des conditions d'équilibre des forces.

67. **Équilibre d'un solide soumis à la pesanteur.** — On sait que les actions exercées par la terre sur chacune des molécules d'un solide peuvent être remplacées par une résultante unique, *poids* du corps, appliquée au *centre de gravité* de ce corps. La condition générale d'équilibre d'un solide soumis à l'action de la pesanteur est donc que cette résultante, qui n'est jamais nulle, soit détruite, ou mieux soit équilibrée par une autre force de même direction qu'elle, mais dirigée en sens inverse.

C'est en particulier ce qui arrive lorsqu'un solide est suspendu à un fil dont l'extrémité est fixe, auquel cas la résistance du fil fait équilibre au poids du corps.

Le poids d'un fléau de balance en équilibre est de même équilibré ou détruit par la résistance du plan sur lequel le couteau repose. L'équilibre, dans ce cas, est d'ailleurs *stable*, *instable* ou *indifférent*, suivant que le centre de gravité du fléau est au-dessous ou au-dessus du point d'appui, ou coïncide avec ce point d'appui (§ 59).

Un cas intéressant à considérer, car il est réalisé par le corps humain reposant sur le sol, est celui d'un solide qui repose sur un plan résistant, soit par un ou plusieurs points, soit par une surface. La surface de contact, ou le polygone dont les points de contact du solide et du plan sont les sommets, portent les noms de *base* ou de *polygone de sustentation*.



Lorsque le corps repose sur le plan par un point ou par une surface, il est évident que l'équilibre existera si le point M où la direction du poids P du corps rencontre le plan se confond avec le point de contact, ou si ce point M se trouve à l'intérieur de la base de sustentation; la force P peut, en effet, être transportée en ce point où elle est détruite par la résistance du plan.

L'équilibre existera encore, dans le cas où le corps repose sur le plan par un certain nombre de points, A, B, C..., si la direction du poids P rencontre le plan à l'intérieur du polygone de sustentation dont les sommets sont les points de contact; on peut, en effet, remplacer alors le poids P par des forces parallèles à P et appliquées aux divers points A, B, C...; or toutes ces composantes sont alors dirigées de haut en bas et par conséquent détruites par la résistance du plan.

L'équilibre ne subsistera pas, au contraire, si la condition précédente n'est pas réalisée. Dans le cas, en effet, où le corps repose sur le plan par un point ou par une surface, le poids P, qui ne peut plus alors être transporté en un point situé sur le plan, n'est plus détruit et fait basculer le corps. De même, si le corps repose sur le plan par un certain nombre de points A, B, C..., la décomposition de P en composantes parallèles à P et passant par A, B, C..., montre que quelques-unes de ces composantes sont alors dirigées de bas en haut, ne sont donc pas détruites et font basculer le corps.

Il est évident d'ailleurs que, lorsque l'équilibre existe et que le corps repose sur le plan par une surface ou par plusieurs points, l'équilibre est d'autant plus stable que la direction du poids P rencontre le plan résistant plus loin des limites de la base de sustentation et que le centre de gravité est situé plus bas.

La stabilité de l'équilibre dépend encore de la position du centre de gravité par rapport au plan résistant. On démontre facilement, comme pour la balance, que l'équilibre est absolument stable lorsque le centre de gravité est au-dessous du plan, tandis que la stabilité de l'équilibre n'est que relative si ce point est au-dessus du plan.

C'est pour maintenir réalisée la condition d'équilibre énoncée plus haut que les personnes chargées d'un fardeau inclinent le corps du côté opposé à celui où le fardeau est situé.

Nous étudierons dans l'Hydrostatique l'équilibre des solides plongés dans un liquide.



68. **Détermination du centre de gravité d'un corps.** — On a vu par ce qui précède que la position du centre de gravité d'un corps influe sur l'équilibre. Il importe donc de savoir déterminer la position de ce point.

De simples considérations de symétrie permettent, dans certains cas, de déterminer, sans calcul et sans expérience, la position du centre de gravité. Il est évident, en effet, que si un corps homogène présente un axe ou un plan de symétrie, le centre de gravité se trouvera forcément sur cet axe ou dans ce plan. Si donc le corps a trois axes ou trois plans de symétrie qui se coupent en un même point, c'est en ce point que se trouve le centre de gravité.

Le centre de gravité d'une sphère homogène se trouve évidemment en son centre géométrique. Si la sphère est creuse à l'intérieur, c'est en son centre géométrique encore que se trouve son centre de gravité; mais on ne peut supposer le poids du corps appliqué en ce point que si celui-ci est invariablement lié à la sphère.

On peut, par un calcul plus ou moins compliqué, suivant les cas, déterminer le centre de gravité d'un corps de forme géométrique connue et dont la constitution est homogène, ou varie du moins suivant une loi connue. On peut également déterminer approximativement ce centre par l'expérience, pour tous les corps, quelles que soient leur forme et leur constitution, homogène ou non. A cet effet, on suspend successivement le corps à un fil par deux de ses points, ou on le place sur l'arête d'un couteau dans trois positions différentes, et l'on réalise chaque fois l'équilibre. Le centre de gravité est alors déterminé par l'intersection des deux directions du fil prolongées dans le corps suspendu, ou des trois plans verticaux menés par l'arête du couteau et prolongés également à l'intérieur du corps. Cette dernière méthode a été employée en particulier pour la détermination de la position du centre de gravité du corps humain; le sujet soumis à l'observation est alors couché sur une planche qui repose sur un couteau dans des conditions telles qu'elle soit d'elle-même en équilibre.

## II. — Stéréodynamique.

69. **Mouvement d'un corps suivant la verticale.** — Nous avons vu que le mouvement d'un corps soumis à la pesanteur et tombant en chute libre était un mouvement uniformément varié.

Les démonstrations de la Cinématique et l'observation expéri-



mentale de la chute des corps montrent d'ailleurs que, si  $g$  est l'accélération due à la pesanteur, la loi du mouvement d'un corps en chute libre est donnée par la formule :

$$e = \frac{1}{2}gt^2, \quad (1)$$

dans laquelle  $e$  représente l'espace parcouru pendant le temps  $t$  ; la vitesse à l'époque  $t$  est en outre donnée par l'expression :

$$v = gt = \sqrt{2ge}. \quad (2)$$

Considérons le cas plus général dans lequel le corps, au lieu d'être abandonné à lui-même, reçoit, au début du mouvement et suivant la verticale, une impulsion initiale qui, si la pesanteur n'agissait pas, communiquerait au corps un mouvement uniforme dont nous représenterons la vitesse par  $v_0$ . A cause de l'indépendance des effets des forces, la pesanteur produira le même effet que si le corps était parti du repos. Par suite, l'espace  $E$  parcouru par le corps pendant le temps  $t$  sera la somme de l'espace  $v_0t$  que lui aurait fait parcourir le mouvement uniforme seul et de l'espace  $\frac{1}{2}gt^2$  qu'il aurait parcouru pendant le même temps sous l'action de la pesanteur, s'il était parti du repos. On aura donc, dans ce cas :

$$E = v_0t + \frac{1}{2}gt^2.$$

De même, la vitesse  $V$  du corps après le temps  $t$  est égale à la somme  $v_0 + gt$  des vitesses que lui auraient communiquées, à l'instant considéré, le mouvement uniforme et le mouvement uniformément accéléré, considérés chacun comme existant seul ; on aura donc :

$$V = v_0 + gt.$$

Si le corps reçoit, suivant la verticale, une impulsion de bas en haut, la pesanteur agit en sens inverse de l'impulsion et ses effets se retranchent alors de l'effet produit par le mouvement uniforme que l'impulsion initiale aurait communiqué au corps si elle avait agi seule. Le mouvement du corps suivant la verticale est alors uniformément retardé et l'on a, dans ce cas :

$$E = v_0t - \frac{1}{2}gt^2,$$

$$V = v_0 - gt.$$

Le corps cessera de monter à une époque  $t$  donnée par la condition :

$$v_0 - gt = 0, \quad \text{d'où : } t = \frac{v_0}{g};$$

l'espace total parcouru sera :

$$E = v_0 \frac{v_0}{g} - \frac{1}{2} g \frac{v_0^2}{g^2} = \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{g}.$$

A partir de ce moment le corps retombe sous l'action de la pesanteur, sans vitesse initiale, et le mouvement uniformément accéléré qu'il prend est de nouveau représenté par les formules (1) et (2).

**70. Mouvement des projectiles.** — Supposons qu'un corps pesant reçoive une impulsion initiale, non plus suivant la verticale, comme nous l'avons admis plus haut, mais suivant une direction quelconque  $OD'$  (fig. 31).

Si la pesanteur n'agissait pas, le mobile, au bout de 1, 2, 3, 4... secondes, occuperait successivement les positions  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$ ,  $D'$ ... (fig. 31), telles que les espaces  $OA'$ ,  $A'B'$ ,  $B'C'$ ,  $C'D'$ ..., parcourus pendant des temps égaux soient égaux. D'autre part, si la pesanteur avait agi seule, le mobile, au bout de 1, 2, 3, 4... secondes, aurait parcouru les espaces  $A'M_1$ ,  $B'M_2$ ,  $C'M_3$ ,  $D'D'$ ...

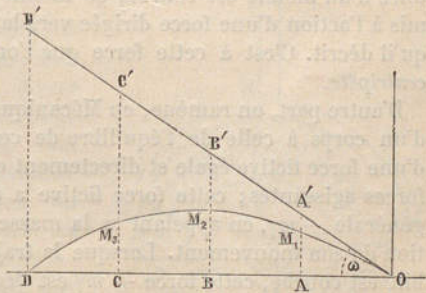


Fig. 31. — Trajectoire parabolique décrite par les projectiles.

proportionnels aux carrés 1, 4, 9, 16... des temps employés à les parcourir.

Par suite, en vertu du principe de l'indépendance des effets des forces, le mobile soumis à une impulsion initiale occupera, au bout de 1, 2, 3, 4... secondes, les positions  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$ ,  $D'$ ... qu'il occuperait si, pendant chacun de ces intervalles de temps, il avait été soumis, d'abord à l'action de l'impulsion initiale qui lui aurait fait parcourir les espaces  $OA'$ ,  $OB'$ ,  $OC'$ ,  $OD'$ ..., puis à l'action de la pesanteur qui lui aurait à son tour fait parcourir les espaces



$A'M_1$ ,  $B'M_2$ ,  $C'M_3$ ,  $D'D...$  Le mobile parcourra donc en définitive une trajectoire courbe  $OM_1M_2M_3D$ , que le calcul démontre être une parabole à axe vertical, si on ne tient pas compte de l'influence perturbatrice due à la résistance de l'air.

L'intervalle  $OD$  compris entre le point de départ et le point d'arrivée sur le sol est l'*amplitude du jet* et l'angle  $D'OD$  l'*angle de projection*.

Un tel mouvement est réalisé, par exemple, lorsqu'un projectile est lancé par une arme à feu et lorsqu'un liquide s'écoule, sous une certaine pression, par une ouverture pratiquée dans la paroi latérale du vase qui le contient. Marey, d'autre part, a démontré par l'expérience que lorsque l'on effectue un saut en hauteur et en avant, le centre de gravité du corps décrit une parabole.

**71. Force centripète et force centrifuge.** — Un corps en mouvement abandonné à lui-même doit nécessairement, en vertu des lois de l'inertie, se mouvoir en ligne droite. Par suite, si la trajectoire d'un mobile est courbe, ce mobile est à chaque instant soumis à l'action d'une force dirigée vers la concavité de la trajectoire qu'il décrit. C'est à cette force que l'on donne le nom de *force centripète*.

D'autre part, on ramène, en Mécanique, l'étude du mouvement d'un corps à celle de l'équilibre de ce corps par l'introduction d'une force fictive égale et directement opposée à la résultante des forces agissantes; cette force fictive a d'ailleurs pour expression générale  $-m\gamma$ , en appelant  $m$  la masse du corps et  $\gamma$  l'accélération de son mouvement. Lorsque la trajectoire suivie par le mobile est courbe, cette force  $-m\gamma$  est décomposable en deux, l'une dirigée suivant la tangente à la trajectoire, l'autre normale à cette même trajectoire et à laquelle on a donné le nom de *force centrifuge*.

Cette dernière composante est donc fictive comme la force d'où elle provient par décomposition, mais les choses se passent comme si cette force centrifuge existait réellement.

Dans le mouvement de la fronde, par exemple, la force centripète est représentée par la résistance du fil qui assujettit le mobile à se déplacer suivant une circonférence; d'autre part, si le fil vient à se rompre, c'est-à-dire si la force centripète vient à être supprimée, le mobile s'échappe, non pas suivant le rayon, à l'extrémité  $M$  duquel il se trouve au moment de la rupture et qui représente la



direction de la force fictive dite centrifuge, mais suivant la tangente à la trajectoire au point M.

La considération de la force centrifuge rend compte des effets produits par certains appareils industriels, appelés *essoreuses*, employés pour dessécher rapidement des substances mouillées; des appareils fondés sur le même principe sont utilisés pour séparer la crème du lait, les globules du sérum sanguin, etc.

72. **Application du pendule à la mesure du temps.** — Galilée, après avoir découvert l'isochronisme des petites oscillations et la variation de leur durée avec la longueur du pendule, proposa l'emploi de cet instrument pour la mesure du temps et en particulier pour la mesure de l'intervalle qui sépare deux pulsations artérielles successives.

Plus tard, Huyghens imagina une disposition, connue sous le nom d'*échappement à ancre*, qui permet d'utiliser le pendule pour régulariser le mouvement des horloges.

A cet effet, les aiguilles de l'horloge sont fixées à un axe qui, par l'intermédiaire de divers rouages, reçoit un mouvement de rotation d'un ressort ou d'un poids P (fig. 32) fixé à l'extrémité d'une corde enroulée sur un treuil. La tension du ressort ou la chute du poids communiquerait à cet axe, et par suite aux aiguilles, un mouvement accéléré. Mais sur le même axe est fixée une roue dentée contre les dents de laquelle peuvent venir butter les extrémités d'une pièce en forme d'ancre ABC; cette pièce, mobile autour d'un axe horizontal D, est reliée à un pendule par une sorte de fourchette de façon qu'elle effectue les mêmes oscillations que lui. Quand le pendule oscille en se portant à droite de la figure, l'extrémité A de la pièce en forme d'ancre s'engage entre les dents de

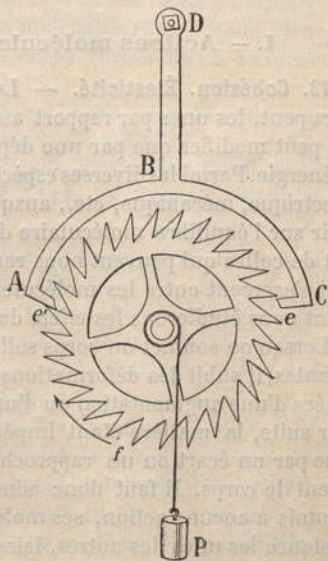


Fig. 32. — Application du pendule aux horloges.



la roue dentée ; une de ces dents *e'* vient butter contre elle et la roue est arrêtée. Le pendule oscillant en sens inverse, l'extrémité A se dégage, la roue se remet en mouvement, mais l'une de ses dents vient bientôt butter contre l'extrémité C de la pièce en forme d'ancre qui s'est engagée à son tour entre les dents de la roue, et celle-ci est de nouveau arrêtée. Grâce à l'isochronisme des oscillations du pendule, la roue tourne ainsi d'une même quantité pendant chaque intervalle de temps égal à la durée d'une oscillation.

## CHAPITRE II

### ACTIONS MOLÉCULAIRES DANS LES SOLIDES ET ENTRE SOLIDES

#### I. — Actions moléculaires dans les solides.

73. **Cohésion. Élasticité.** — Les molécules d'un corps solide occupent, les unes par rapport aux autres, des positions que l'on ne peut modifier que par une dépense plus ou moins considérable d'énergie. Parmi les diverses espèces d'énergies, énergies calorifique, électrique, mécanique, etc., auxquelles on peut avoir recours pour agir sur l'équilibre moléculaire d'un solide, l'énergie mécanique est de celles qui peuvent nous renseigner le mieux sur les actions qui s'exercent entre les molécules des corps solides ; c'est la seule dont nous étudierons les effets dans le présent Chapitre.

Lorsqu'on soumet un corps solide à des actions mécaniques suffisantes, il subit des déformations qui sont généralement accompagnées d'une augmentation ou d'une diminution de volume et qui par suite, la matière étant impénétrable, ne peuvent s'expliquer que par un écart ou un rapprochement des molécules qui constituent le corps. Il faut donc admettre que, lorsque le corps n'est soumis à aucune action, ses molécules sont situées à une certaine distance les unes des autres, laissant entre elles des espaces vides. Ces espaces, que les plus forts microscopes ne peuvent déceler, sont désignés sous le nom de *pores*.

Si la force que l'on fait agir sur un corps solide pour le déformer n'est pas trop grande, la déformation peut n'être que passagère ; le corps revient alors à sa forme et à ses dimensions primitives dès que la force cesse d'agir. On appelle *élasticité* cette pro-



priété que possèdent les solides de revenir à leur forme première lorsqu'ils ne sont plus soumis à la cause extérieure qui a provoqué leur déformation.

Tout se passe donc, dans le cas que nous venons de considérer, comme s'il existait entre les différentes molécules des solides deux forces de sens inverses, l'une attractive, la *cohésion*, l'autre répulsive, forces qui se feraient équilibre lorsque les molécules seraient à une distance correspondant au volume actuel du corps. L'intervention d'une force extérieure substituerait à cet état d'équilibre un état d'équilibre nouveau, correspondant à une augmentation ou à une diminution, suivant le cas, des distances moléculaires, ce qui équivaudrait à une variation relative des forces attractives et répulsives dont nous avons admis l'existence. Ces forces ne se feraient plus dès lors équilibre et leur différence, qui constituerait la *force élastique* du corps, équilibrerait la force extérieure. Dès que celle-ci cesserait d'agir, les molécules reprendraient leur première position d'équilibre et le corps reviendrait à sa forme et à ses dimensions primitives.

Par suite, la force élastique d'un corps, c'est-à-dire la résistance que ce corps oppose à toute force extérieure qui tend à le déformer, est une force variable avec les circonstances qui lui donnent naissance et égale, dans tous les cas, à la force extérieure qui produit la déformation.

L'*élasticité*, ou propriété que possèdent certains corps de revenir à leur forme première lorsqu'ils ont été déformés, ne doit pas être confondue avec l'*extensibilité* ou propriété que possèdent certains corps de subir des déformations notables sans se diviser en fragments; le verre, l'acier, etc. sont élastiques, mais fort peu extensibles; le caoutchouc est en même temps élastique et très extensible; la gutta-percha est extensible et non élastique.

On conçoit d'autre part que, si l'intensité de la force extérieure est assez grande, les molécules du solide seront tellement dérangées de leurs positions d'équilibre qu'elles ne pourront plus y revenir exactement; elles affectent alors un nouveau mode de groupement, un nouvel état d'équilibre, et le corps conserve, lorsqu'il n'est plus soumis à l'action de la force extérieure, une partie de la déformation que celle-ci lui avait communiquée. On dit alors que la *limite d'élasticité* a été dépassée. Dans la pratique, c'est par l'intensité de la force nécessaire pour produire ce résultat qu'on évalue le degré d'élasticité plus ou moins parfaite d'un corps.



Enfin, il peut se faire que la force employée pour déformer le corps soit suffisante pour amener les molécules du solide à une distance telle que les forces attractives deviennent négligeables; le corps se divise alors en fragments.

Un corps est dit *élastique* lorsqu'on peut lui imprimer des déformations passagères et non permanentes; il est *mou* au contraire lorsque la moindre déformation produite persiste après la suppression de la force qui l'a déterminée; il est dit *cassant* lorsqu'il se divise en fragments dès que la limite d'élasticité est dépassée. Un corps absolument élastique serait donc absolument cassant; mais il n'existe ni corps absolument cassant, ni corps absolument élastique. Certains corps, par contre, peuvent être considérés comme absolument mous, mais ce ne sont pas des solides à proprement parler; ce sont des termes intermédiaires entre les solides et les liquides et on les désigne sous le nom de *corps pâteux*.

Dans l'exposé élémentaire qui va suivre des phénomènes relatifs à l'élasticité, et afin de mieux mettre en évidence les diverses conséquences pratiques de ces phénomènes, nous étudierons successivement les particularités relatives à chacun des degrés de déformation que nous avons distingués : déformation passagère, déformation permanente et rupture.

#### A. — DÉFORMATIONS PASSAGÈRES OU ÉLASTIQUES DES SOLIDES.

74. **Diverses espèces d'élasticité.** — Il y a autant d'espèces différentes d'élasticité qu'il y a de procédés distincts pour déformer un corps. Il y a lieu, en effet, de distinguer l'élasticité de *traction*, de *compression*, de *flexion*, de *torsion*, suivant que le corps est étiré, comprimé, fléchi ou tordu, car les lois du phénomène changent d'un cas à l'autre; toutefois la force élastique est toujours due à la même cause, savoir, l'action mutuelle des molécules du corps considéré.

Quel que soit le procédé employé pour faire intervenir l'élasticité d'un corps, c'est-à-dire quelle que soit la nature de la déformation que l'on cherche à produire, on caractérise l'état d'élasticité du corps par l'effort nécessaire pour réaliser une déformation déterminée toujours de même grandeur.

75. **Traction. Compression.** — L'expérience montre que, lorsqu'on soumet une même verge solide à une traction, ou à une compression, dans le sens de la longueur, le raccourcissement qu'elle



subit dans ce dernier cas est égal à l'allongement qu'elle éprouve dans le premier, pourvu que le poids par lequel on l'étire soit le même que celui par lequel on la comprime. Cette égalité du raccourcissement et de l'allongement n'est cependant vérifiée que si le solide est suffisamment rigide pour ne pas se tordre sous l'influence de la compression.

Pour établir expérimentalement les lois communes à la traction et à la compression, il est plus facile d'observer l'allongement d'un corps étiré. A cet effet, on fixe généralement l'une des extrémités du corps, qui doit présenter sur toute sa longueur une section uniforme, entre les deux mors d'un étau solidement scellé dans un mur. L'extrémité inférieure du corps est saisie dans un autre étau, et celui-ci porte un crochet auquel on suspend une caisse destinée à contenir les poids que l'on veut faire agir sur le corps et qui doivent être placés sans secousses dans la caisse. Celle-ci est pour cela munie de vis calantes, que l'on amène au contact du sol chaque fois que l'on veut ajouter un poids, et que l'on soulève au moment de chaque détermination. Pour évaluer les allongements que subit le corps sous l'influence des poids placés dans la caisse, on trace aux deux extrémités du corps, dans le voisinage des deux étaux, deux traits dont on vise la distance avec un cathétomètre <sup>(1)</sup>, après chaque addition de poids. Les mesures ainsi effectuées ont l'avantage d'être indépendantes des déplacements que peut subir l'étau supérieur sous l'action des charges qu'il supporte.

Quand on étudie l'effet de la traction sur des fils ou des verges assez minces qui ne prennent pas d'elles-mêmes une forme exactement rectiligne, il faut commencer par tendre ces verges ou ces fils par un poids convenable, poids qu'on laisse agir pendant toute les déterminations et qui ne doit pas entrer dans l'évaluation des poids tenseurs.

*Lois de l'élasticité de traction dans les corps inorganiques.* — En faisant varier les charges supportées par un même corps et mesurant chaque fois sa longueur, on trouve que *l'allongement d'une longueur primitive donnée est proportionnel aux charges.*

<sup>(1)</sup> Un cathétomètre est constitué par une colonne métallique que l'on peut orienter dans une direction rigoureusement verticale, qui est munie d'une graduation et le long de laquelle peut se déplacer une lunette horizontale. C'est avec cette lunette que l'on vise les deux points dont on veut mesurer la distance verticale.



D'autre part, en traçant sur le corps des traits situés à des distances  $d$ ,  $2d$ ,  $3d$ ... d'un trait supérieur et mesurant ce que deviennent ces distances lorsque le corps est soumis à une charge donnée, on trouve qu'elles sont égales à  $d+l$ ,  $2d+2l$ ,  $3d+3l$ ...; donc l'allongement d'un corps pour une charge invariable est proportionnel à la longueur de ce corps.

En outre, si l'on soumet à la même charge des verges de même longueur, de même nature, mais de sections différentes, on constate que l'allongement est inversement proportionnel à la surface de section de ces verges.

Enfin, si l'on observe des verges formées de substances différentes, l'expérience montre que l'allongement est proportionnel à un coefficient constant pour une même substance, quelle que soit sa longueur et sa section, mais variable avec chaque substance et par suite caractéristique de chacune d'elles. Ce coefficient porte le nom de coefficient d'allongement linéaire ou de compressibilité linéaire, suivant que le corps a été étiré ou comprimé.

Les lois précédentes peuvent s'exprimer par la formule :

$$l = \alpha \frac{PL}{S} \quad (1)$$

dans laquelle  $\alpha$  représente le coefficient d'allongement ou de compressibilité,  $l$  la variation de longueur que le poids  $P$  imprime à une longueur  $L$  du corps dont la section droite est représentée par  $S$ . La valeur de  $l$  doit être considérée comme positive ou négative, suivant qu'il s'agit d'un allongement ou d'un raccourcissement.

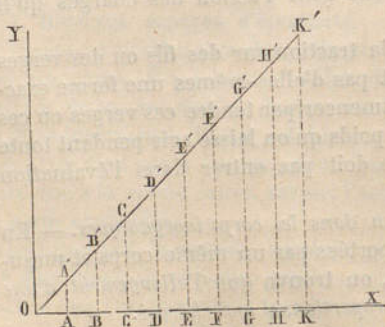


Fig. 33. — Proportionnalité des allongements aux charges dans les corps inorganiques

Si l'on représente graphiquement la formule (1), en prenant pour abscisses les charges successives et pour ordonnées les variations de longueur, on aura une droite inclinée sur l'axe des X, telle par exemple que la droite  $OK'$  de la figure 33 qui se rapporte au cas de la traction. Dans le cas de la com-

pression, la droite devra être tracée au-dessous de l'axe des X. Si, dans la formule (1), on fait  $l=L$  et  $S=1$  il vient

$$P = \frac{l}{z}$$

L'expression  $\frac{l}{z}$  a reçu le nom de *coefficient d'élasticité*. On voit que ce coefficient est égal à la force P nécessaire pour que  $l=L$ , c'est-à-dire nécessaire pour doubler la longueur d'une tige du corps, dont la section serait égale à l'unité. Ce n'est là bien entendu qu'une interprétation théorique sans signification objective, car si le corps ne se rompt pas bien avant que sa longueur soit doublée, les lois de la formule précédente, qui ne sont exactes qu'autant que la limite d'élasticité n'est pas atteinte, ne sont plus applicables à ces grands allongements.

*Lois de l'élasticité de traction dans les corps organiques.* — Les allongements des corps d'origine animale et végétale, caoutchouc,

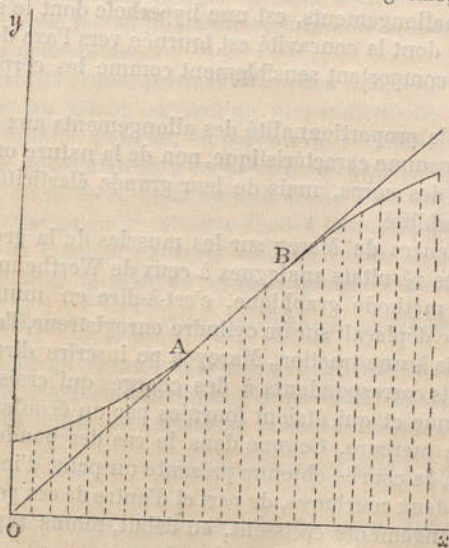


Fig. 34. — Élasticité de traction du caoutchouc.

muscles, tendons, artères, veines, etc., ne sont pas proportionnels aux charges qui les produisent. En opérant sur des lames de caout-





chouc de faible épaisseur ( $0^{\text{mm}}.5$ ) et représentant graphiquement les résultats, A. Imbert a obtenu la courbe de la figure 34 dont les ordonnées sont proportionnelles aux longueurs successives de la lame. La forme de la courbe, d'après le sens dans lequel est tournée sa concavité, montre que les allongements croissent d'abord plus rapidement que les charges, puis moins rapidement que celles-ci.

La courbe présente un point d'inflexion allongé et se confond sensiblement, sur une certaine partie AB de sa longueur, avec une droite passant par l'origine ; il en résulte que, dans cet intervalle, la longueur totale de la lame de caoutchouc est proportionnelle à la charge qu'elle supporte.

Wertheim, en expérimentant sur des tissus organisés, muscles, tendons, artères, veines, etc., avait obtenu des résultats analogues, avec cette différence toutefois, que, dès le début, les allongements croissent moins rapidement que les charges. La courbe qui représente graphiquement les résultats de l'expérience, en prenant pour ordonnées les allongements, est une hyperbole dont le sommet est à l'origine et dont la concavité est tournée vers l'axe des charges.

Les os se comportent sensiblement comme les corps inorganiques.

La loi de la proportionnalité des allongements aux charges apparaît donc comme caractéristique, non de la nature organique ou inorganique des corps, mais de leur grande élasticité et de leur faible extensibilité.

Les expériences de Marey sur les muscles de la grenouille ont conduit à des résultats analogues à ceux de Wertheim. En se servant de la méthode graphique, c'est-à-dire en munissant d'un stylet, qui se déplaçait sur un cylindre enregistreur, l'extrémité du corps soumis à une traction, Marey a pu inscrire directement les allongements correspondants à des charges qui croissaient d'une façon continue et qui étaient fournies par un écoulement lent et constant de mercure. Comme dans le cas des bandes minces de caoutchouc, la courbe obtenue présente un point d'inflexion. Mais le sens des deux courbures, de part et d'autre de ces points, montre que les allongements croissent, au début, moins rapidement, et, vers la fin, plus rapidement que les charges.

Il importe d'ailleurs de remarquer qu'une circonstance, dont l'influence est d'autant plus grande que les corps observés sont plus extensibles et déjà plus allongés, rend difficilement compara-



bles entre eux les résultats des divers expérimentateurs. En effet, l'allongement des corps très extensibles ne se produit pas tout entier immédiatement; après l'accroissement plus ou moins brusque de longueur qui succède à une augmentation de la charge, le corps continue à s'allonger lentement pendant un temps très long et cet allongement secondaire peut être relativement considérable.

Il y a donc incertitude sur la valeur de l'allongement total, et les résultats trouvés sont assez notablement différents suivant le temps que l'observateur laisse écouler entre le moment où une surcharge commence à agir et celui où l'allongement est mesuré.

Un phénomène analogue s'observe lorsque la charge supportée par le corps diminue; la diminution de longueur, rapide dans les premiers instants, se continue pendant un temps d'autant plus considérable que l'allongement, et par suite la charge primitive, avaient été plus grands.

La plupart des corps organiques ne sont pas suffisamment rigides pour qu'il soit possible d'étudier sur eux les effets d'une compression exercée dans le sens de leur longueur. On comprend qu'on ne puisse par suite établir expérimentalement pour ces corps les lois du phénomène.

*Variations de volume pendant la traction et la compression.* — Lorsqu'on étire un solide, sa section perpendiculaire au sens de la traction diminue. Poisson, en partant de certaines hypothèses sur les actions moléculaires, a trouvé par le calcul que la diminution, par unité de surface, de la section droite d'un corps étiré dans le sens de sa longueur devait être égale à la moitié de l'allongement de l'unité de longueur. D'après Cauchy ce ne serait là qu'un cas particulier, et le rapport de ces deux quantités pourrait avoir des valeurs différentes de  $\frac{1}{2}$ . Les nombreuses expériences entreprises par Cagniard de Latour, Wertheim, Regnault, Kirchoff et autres n'ont pu trancher définitivement la question: le rapport de la diminution de l'unité de surface de la section droite à l'allongement de l'unité de longueur serait effectivement égal à  $\frac{1}{2}$  d'après les uns, à  $\frac{2}{3}$  d'après les autres; quelques déterminations enfin conduisent à penser que la valeur de ce rapport dépend de la nature du corps. Malgré ces résultats contradictoires, on peut dire que ce rapport est plus petit que l'unité, si bien qu'il y a finalement augmentation



de volume total du corps étiré, dont la densité diminue donc pendant la traction. Quand, au contraire, on comprime un corps dans le sens de sa longueur, on observe des phénomènes inverses. La section droite augmente, le volume diminue et le corps devient plus dense.

76. **Cas où l'action s'exerce sur toute la surface.** — Nous n'avons considéré jusqu'ici que le cas où la force exerce son action sur deux extrémités opposées du solide qu'elle déforme. Si la même action s'exerce en tous les points de la surface, la variation de longueur sera moindre que dans le cas précédent, car les actions agissant perpendiculairement à la longueur du solide s'opposent en partie aux variations que tendent à produire, dans sa section droite, les actions qui s'exercent suivant sa longueur.

Lorsqu'on soumet ainsi un corps plein à des actions s'exerçant également et normalement en tous les points de sa surface, le volume du corps change mais reste toujours semblable à lui-même. En soumettant la question au calcul, Poisson a trouvé que la variation de volume  $v$  doit être proportionnelle au volume primitif  $V$  du corps, à l'intensité  $p$  de la pression qui agit sur l'unité de surface et à un coefficient  $k$  qui dépend de la nature du corps et que l'on désigne sous le nom de *coefficient de compressibilité cubique*. On doit donc avoir :

$$v = kVp.$$

Cette variation de volume est négative si le corps est soumis en tous ses points à une augmentation de pression; elle est positive, s'il s'agit au contraire d'une diminution de pression.

Le coefficient  $k$  de compressibilité cubique serait, d'après les calculs de Poisson, égal aux  $\frac{3}{2}$  du coefficient de compressibilité linéaire; d'après Wertheim, il serait au contraire égal à ce dernier coefficient ou à l'inverse du coefficient d'élasticité.

Lorsque le corps considéré est creux, il peut être soumis simultanément sur ses deux faces externe et interne, ou sur l'une d'elles seulement, à des actions que nous supposerons d'ailleurs toujours égales pour chaque unité de surface et normales en chaque point.

Dans le premier cas, en admettant que la pression ait la même valeur à l'intérieur et à l'extérieur, le calcul montre que le corps doit changer de volume sans changer de forme et que la variation de sa capacité intérieure doit être égale à celle qu'éprouverait un



noyau de la même substance qui remplirait cette capacité et qui serait soumis à la même pression par unité de surface.

Dans les autres cas au contraire, il se produit des changements de forme à moins que le corps ne soit sphérique. C'est ainsi qu'un tube rectiligne creux de section elliptique, soumis à une augmentation de pression sur l'une de ses faces, s'aplatit si l'augmentation de pression s'exerce uniquement sur la face externe, tandis que sa section tend au contraire à devenir un cercle si la pression agit sur la face interne seulement.

Si le tube elliptique n'est pas rectiligne, ces modifications de forme de la section entraînent des changements de la courbure générale du tube ; ces variations de courbure ont été utilisées pour mesurer les variations de pression auxquelles elles sont dues (baromètres et manomètres métalliques).

**77. Composante normale des enveloppes flexibles, courbes et tendues.** — La considération de cette composante présente un intérêt spécial, car elle intervient dans l'explication d'un certain nombre de phénomènes physiques d'ordre biologique.

Soit une membrane ou enveloppe flexible courbe et élastique, limitant un volume occupé par un fluide, liquide ou gaz, qui exerce une certaine pression en chaque point de la membrane.

On démontre, par des considérations mathématiques qui ne peuvent être reproduites ici, que la tension élastique de la membrane donne naissance, en chacun de ses points, à une composante  $N$  normale en chaque point à la membrane, dirigée vers la concavité et dont la valeur est donnée par l'expression :

$$N = F \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right),$$

dans laquelle  $F$  est la force élastique de la membrane, à l'instant et au point considéré,  $R$  et  $R'$  les rayons principaux de courbure au même point. Dans le cas où la membrane est sphérique,  $R = R'$  et la composante, dont la valeur est alors constante en tous les points de la surface, est donnée par l'expression :

$$N = \frac{2F}{R}.$$

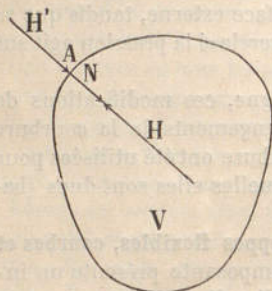
C'est cette composante normale qui, dans le cas où aucune pression extérieure ne s'exerce sur la membrane, fait équilibre à la pression intérieure  $H$ ; si, au contraire, la membrane est soumise exté-



rièvement en chacun de ses points à une pression  $H'$ , la valeur de  $N$  devra satisfaire à la condition :

$$N + H' = H$$

lorsque, comme cela arrive généralement, la composante est dirigée vers l'intérieur du volume limité par la membrane.



g. 35. — Transmission des pressions à travers une membrane courbe.

Les considérations qui précèdent expliquent en particulier la formation du staphylome postérieur chez les yeux myopes et la progression de la myopie, la rupture de la poche des eaux au début d'un accouchement, etc.

78. Rôle de l'élasticité d'une membrane courbe dans la transmission des pressions. — Soit un volume  $V$  (fig. 35) occupé par un gaz ou par un liquide soumis à une pression  $H$  et limité par une membrane élastique.

Lorsque la membrane supporte extérieurement une pression  $H'$ , elle se met dans un état de tension tel qu'en chaque point  $A$  de sa surface on ait :

$$N + H' = H.$$

Supposons d'abord que la membrane soit extensible, en même temps qu'élastique, et que la pression extérieure devienne  $H' + h'$ . L'équilibre n'existera plus et le volume intérieur diminuera, si le fluide qu'il contient est compressible ou si ce fluide, bien qu'incompressible, peut s'élever dans un tube vertical. Il résulte de là une augmentation  $h$  de la pression intérieure; en outre la composante normale aura changé de valeur, car la diminution du volume intérieur aura entraîné des changements de courbure et de tension de l'enveloppe. Si donc  $N'$  représente la nouvelle valeur de la composante normale, on aura pour nouvelle condition d'équilibre :

$$H + h = H' + h' + N'.$$

En retranchant les 2 égalités précédentes, on trouve :

$$h = h' + N' - N,$$

ce qui montre que l'excès de pression  $h$  provoqué ou, en quelque



sorte, transmis à l'intérieur de la cavité est supérieur, égal ou inférieur à la variation  $h'$  de la pression extérieure suivant que  $N' - N$  est positif, nul ou négatif. On peut réaliser ces trois cas en opérant sur des ballons de caoutchouc.

Dans le cas particulier où les parois de la cavité sont constituées par une membrane très peu extensible, la valeur de la composante  $N$  change très rapidement, sans qu'il se produise pour cela des variations appréciables du volume  $V$ ; un changement notable de la pression extérieure est par suite équilibré presque uniquement par une variation correspondante de l'état de tension des parois et la pression intérieure demeure sensiblement constante. Il en sera sensiblement de même tant que la membrane conservera un certain degré de tension, c'est-à-dire tant que la pression intérieure l'emportera sur la pression extérieure. Mais à partir de ce moment, l'élasticité de la membrane n'intervenant plus, tout accroissement  $h'$  de la pression extérieure ne pourra être équilibré que par une augmentation égale de la pression intérieure, ce qui nécessite une diminution du volume intérieur et par suite un affaissement de la membrane.

En résumé, lorsqu'une pression extérieure est transmise à travers une membrane élastique, distendue par un fluide, mais très peu extensible, la pression du fluide intérieur ne commence à croître que lorsque la pression extérieure commence à devenir plus forte que la pression intérieure.

L'explication de divers phénomènes physiques d'ordre biologique repose sur la conclusion que nous venons d'établir.

79. **Flexion.** — Lorsqu'un solide, de forme allongée et rectiligne, est fixé par l'une de ses extrémités ou par les deux bouts et qu'il est soumis, perpendiculairement à sa longueur, à une force appliquée, à son extrémité libre dans le premier cas, entre ses deux points fixes dans le second, ce solide se déforme et *fléchit*.

On appelle *flèche de flexion* la valeur du déplacement du point qui s'écarte le plus de sa position primitive; cette flèche peut être mesurée facilement au cathétomètre si l'on a eu soin de tracer sur le corps des repères convenablement placés.

Les lois de l'élasticité de flexion sont trop complexes pour que nous les exposions complètement ici; nous ne ferons que signaler quelques particularités importantes au point de vue des applications.

a. — En faisant varier la force qui agit en un même point d'un même corps pour le fléchir, on trouve que :



*Toutes choses égales d'ailleurs, la flèche de flexion est proportionnelle à la force agissante.*

Il résulte de là que, lorsqu'une verge a été écartée de sa position d'équilibre, elle tend à y revenir en vertu d'une force qui, pour chacun de ses points, est à chaque instant proportionnelle à la distance de ce point à sa position d'équilibre. Or on démontre, par des considérations mathématiques, que, dans ces conditions, la verge doit, si on l'abandonne à elle-même, exécuter, de part et d'autre de sa position d'équilibre, des oscillations isochrones dont la durée est indépendante de l'amplitude. La constance, que l'on établira en Acoustique, de la hauteur du son rendu par une même verge vibrante fournit donc une confirmation directe de cette conséquence et par suite une démonstration indirecte de la loi, énoncée plus haut, relative à l'élasticité de flexion.

*b. — Toutes choses égales d'ailleurs, la grandeur de la flèche de flexion, produite par une même force sur des corps de même nature, dépend non seulement de la grandeur de la section du corps, mais aussi de la forme de cette section.*

C'est ainsi qu'une poutre métallique en forme de T ou de double T fléchit bien moins, toutes choses égales d'ailleurs, qu'une poutre de même substance et de section carrée. C'est pour ce motif que l'on emploie ces poutres dans les constructions et que l'on donne aux rails de chemins de fer une forme analogue à celle des poutres en double T.

De même, dans certaines limites, un cylindre creux offre une résistance à la flexion plus grande que celle qu'il posséderait si la quantité de matière qui le constitue formait un cylindre plein de même longueur; le maximum de résistance à la flexion correspond au cas où les rayons extérieur et intérieur du cylindre sont dans le rapport de 41 à 5. Il suffit de courber une feuille de cuivre, par exemple, autour d'un axe parallèle à sa longueur, pour augmenter sa résistance à la flexion perpendiculairement à cet axe.

Les os longs des mammifères, les plumes des oiseaux, les tiges d'un assez grand nombre de plantes sont précisément des cylindres creux. Leur résistance à la flexion se trouve ainsi augmentée sans que leur légèreté diminue.

C'est encore sur le même principe qu'est basé l'emploi des *ponts tunnels*, tubes gigantesques qui supportent, sans se rompre, le passage des trains les plus lourds.

80. **Torsion.** — Si l'on considère une tige fixée invariablement à



l'une seulement de ses extrémités, et que l'on applique à l'extrémité libre un couple dont le plan soit perpendiculaire à la longueur de la tige, celle-ci se déforme, ses molécules tournant chacune dans un plan normal à l'axe de la tige; on dit qu'il y a *torsion*.

On appelle *angle de torsion* l'angle dont se déplace un point situé dans le plan du couple auquel la torsion est due.

Lorsque l'angle de torsion est faible et que la tige a une section assez petite par rapport à sa longueur, le calcul et l'expérience s'accordent pour démontrer que :

*L'angle de torsion  $\theta$  est proportionnel au moment F (§ 27) du couple agissant et à la longueur L de la tige; en outre, ce même angle de torsion est inversement proportionnel à un coefficient K, qui ne dépend que de la nature du corps soumis à l'expérience et, si la tige est cylindrique, à la quatrième puissance du rayon R du cercle de section.*

Ces lois sont représentées par la formule :

$$\theta = \frac{FL}{KR^4}.$$

On déduit de là que si un fil cylindrique de rayon R, tendu par un poids cylindrique P dont l'axe est le prolongement du fil, est tordu d'un petit angle puis abandonné à lui-même, ce fil effectue, avant de revenir au repos, une série d'oscillations isochrones dont la durée commune  $t$  est donnée par l'expression :

$$t = \pi R \sqrt{\frac{P}{2gK}}.$$

On déduit de cette formule une méthode, utilisée fréquemment en Physique, pour la mesure de faibles forces attractives ou répulsives.

81. — **Élasticité dans les corps isotropes et anisotropes.** — Dans un corps *isotrope*, c'est-à-dire dans un corps homogène qui présente la même constitution suivant toutes les directions, les propriétés physiques doivent être identiques, quelle que soit, à l'intérieur du corps, le sens suivant lequel on les considère. Il en sera ainsi, en particulier, de l'élasticité, qui aura donc la même valeur suivant toutes les directions. A la catégorie des corps isotropes appartiennent les corps homogènes amorphes et les corps cristallisés dans le système cubique.

Mais on conçoit que cette identité, suivant les diverses directions, des propriétés physiques, et en particulier de l'élasticité,



n'existe plus dans les corps *anisotropes*, corps cristallisés dans un système autre que le premier et corps organisés. En effet, dans un corps cristallisé appartenant à un système prismatique par exemple, les forces moléculaires ont certainement des intensités variables suivant les diverses directions, puisque les cristaux élémentaires constitutifs ne se groupent pas symétriquement autour d'un point. La propagation des divers mouvements caractéristiques des divers phénomènes physiques variera en conséquence avec la direction suivant laquelle on la considère, ce qui entraînera une variation correspondante dans la valeur numérique de chaque constante physique, coefficient d'élasticité, vitesse de propagation de la chaleur ou du son, etc., que l'on peut avoir à considérer. La même conclusion s'applique évidemment aux corps organisés, au bois par exemple qui est constitué par des fibres juxtaposées. Les expériences instituées en vue de vérifier cette prévision théorique en ont démontré l'exactitude; c'est ainsi, par exemple, que Wertheim et Chevandier ont pu constater que l'élasticité du bois est très nettement différente, suivant qu'on la considère parallèlement ou perpendiculairement à la direction des fibres.

**82. Applications de l'élasticité.** — Les circonstances dans lesquelles on utilise l'élasticité des corps sont fort nombreuses; nous en citerons encore quelques-unes en outre de celles que nous avons déjà signalées dans ce Chapitre.

On sait, par exemple, que les dynamomètres (§ 22) ne sont autre chose que des corps élastiques qui permettent de comparer les poids ou les forces par la déformation que ces poids ou ces forces leur impriment. Un grand nombre de pèse-bébés sont constitués par des dynamomètres de forme variable.

Les ressorts élastiques sont très fréquemment utilisés pour emmagasiner l'énergie qu'on a dépensée à les déformer; ils restituent ensuite cette énergie, soit brusquement comme dans un obturateur photographique, dans le chien d'un fusil, etc., soit lentement comme dans une horloge.

L'élasticité des ressorts est encore utilisée, par exemple dans les tampons des wagons et dans la suspension des voitures, pour amortir les secousses pouvant résulter de chocs brusques; le ressort déformé par l'action brusque du choc revient assez lentement à sa forme primitive, transmet graduellement la secousse et en amortit les effets.

Marey a démontré qu'il y a avantage, au point de vue du travail

utile effectué par une force intermittente, à faire agir cette force par l'intermédiaire d'un corps élastique. Cet avantage est mis en évidence par l'expérience suivante.

Aux extrémités A et B (fig. 36) d'un fléau de balance sont suspendus, d'un côté un poids S, de l'autre, et par l'intermédiaire d'un long fil inextensible, un poids P dix fois plus léger que S. Malgré la différence d'action de poids aussi inégaux, le fléau est maintenu horizontal au moyen d'un arrêt; mais il peut s'élever du côté du poids le plus lourd et rester dans sa nouvelle position grâce à un

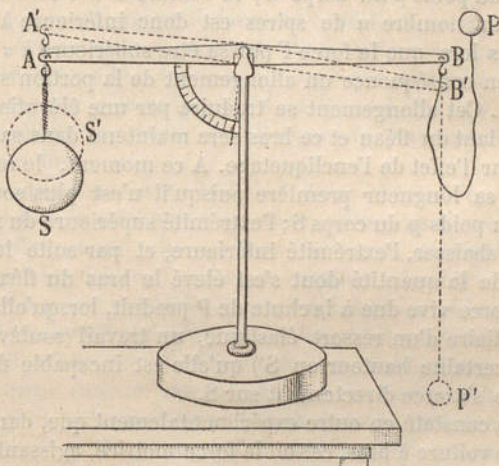


Fig. 36. — Appareil de Marey pour montrer l'influence d'un intermédiaire élastique sur la transmission des forces.

encliquetage. Quand on laisse tomber le corps P d'une hauteur convenable, de P en P', la force vive acquise pendant la chute est insuffisante pour soulever le corps S, si celui-ci est suspendu par l'intermédiaire d'un corps inextensible; mais si la suspension a lieu par l'intermédiaire d'un corps élastique, un ressort à boudin par exemple, le fléau est soulevé à une certaine hauteur, est retenu dans cette nouvelle position A'B' par l'encliquetage et attire à lui le corps S, bien que l'effort développé par la chute de P soit le même dans les deux cas, la hauteur de chute étant la même dans les deux parties de l'expérience.

Pour rendre compte de ce fait, remarquons que la traction, déve-



loppée au moment où le corps P est arrêté dans sa chute par la résistance du fil, se transmet au corps S, dans le premier cas, par des intermédiaires rigides non extensibles et peut donc être considérée comme s'exerçant directement sur ce corps. Au contraire, lorsque le corps S est suspendu par l'intermédiaire d'un ressort à boudin, la force F développée par la chute de P ne se transmet, pendant le temps très court durant lequel cette force agit, qu'à un petit nombre  $n$  de spires de ressort. Or la somme  $\Sigma$  des réactions élastiques de toutes les spires en nombre N est égale et fait équilibre au poids  $p$  du corps S; la somme  $\sigma$  des réactions élastiques d'un nombre  $n$  de spires est donc inférieure à  $p$  et l'on conçoit dès lors que la force F puisse être supérieure à  $\sigma$  et qu'elle produise en conséquence un allongement de la portion supérieure du ressort. Cet allongement se traduira par une élévation du bras correspondant du fléau et ce bras sera maintenu dans sa nouvelle position par l'effet de l'encliquetage. A ce moment, le ressort doit revenir à sa longueur première puisqu'il n'est plus soumis qu'à l'action du poids  $p$  du corps S; l'extrémité supérieure du ressort ne pouvant s'abaisser, l'extrémité inférieure, et par suite le corps S, s'élèvera de la quantité dont s'est élevé le bras du fléau. En résumé la force vive due à la chute de P produit, lorsqu'elle agit par l'intermédiaire d'un ressort élastique, un travail (soulèvement de S à une certaine hauteur en S') qu'elle est incapable d'effectuer lorsqu'elle s'exerce directement sur S.

Marey a constaté en outre expérimentalement que, dans la traction d'une voiture à bras, cas où la force motrice, agissant à chaque pas que fait la personne qui traîne, est intermittente, on réalisait une économie de travail de 26 p. 100 en faisant usage de traits élastiques.

Les considérations précédentes permettent de démontrer aussi que l'élasticité des artères et l'existence des valvules sigmoïdes à l'origine de l'aorte ont pour effet une meilleure utilisation de la force motrice intermittente qui résulte des contractions du muscle cardiaque.

#### B. — DÉFORMATIONS PERMANENTES DANS LES SOLIDES.

83. **Limite d'élasticité. Déformations permanentes.** — Lorsqu'un solide est soumis à l'action d'une force assez intense, la défor-



mation qu'il subit devient en partie permanente et l'on dit que la *limite d'élasticité* a été atteinte.

Il n'y a pas, en réalité, de limite précise au delà de laquelle un corps est déformé d'une façon permanente et en deçà de laquelle il reprend rigoureusement sa forme première, lorsque la force qui le déforme cesse d'agir ; si une limite d'élasticité paraît en général exister, cela tient à l'imperfection de nos procédés de mesure qui ne nous permettent pas de constater les modifications permanentes subies par un corps, lorsque ces modifications sont trop petites.

Aussi prend-on, pour caractériser la limite d'élasticité d'un corps, la force qui, agissant dans des conditions déterminées, produit une déformation permanente d'une valeur également déterminée. Dans le cas de la traction, par exemple, la limite d'élasticité sera mesurée par la force qui, agissant sur une tige de 1 millimètre carré de section, provoque un allongement permanent de 0<sup>mm</sup>,5 par unité de longueur.

Ajoutons que la durée d'action de la force agissante est un facteur important dans la production des déformations permanentes. C'est ainsi, en effet, qu'un tube de verre rectiligne, supporté horizontalement par ses deux extrémités, se courbe à la longue sous la seule action de son poids, et que les poutres qui supportent les planchers des maisons s'incurvent après un temps plus ou moins long.

84. **Applications.** — Les déformations permanentes que peuvent subir les corps sans se rompre, lorsque la limite d'élasticité est dépassée, sont utilisées à divers titres dans la pratique. Les procédés employés pour produire ces modifications permanentes de forme sont différents suivant les résultats que l'on veut atteindre. Tantôt on opère par traction, tantôt par compression, etc. ; en général plusieurs de ces modes d'action sont combinés.

Les corps se prêtent plus ou moins bien, suivant leur nature ou leur état, à ces modifications permanentes de forme ; d'autre part, un même corps se laisse déformer plus ou moins facilement, suivant le mode d'action de la force agissante.

On dit qu'un corps est *ductile* lorsqu'il se laisse facilement étirer en fil par le passage à la *filière*, c'est-à-dire par le passage à travers de petits trous coniques de diamètres différents percés dans une plaque d'acier.

Le fil, comprimé par son passage à travers l'un des trous de la filière, se dilate aussitôt après, si bien qu'on ne pourrait le faire repasser sans effort à travers l'ouverture qu'il vient de traverser ; mais



son nouveau diamètre reste toutefois inférieur à celui qu'il possédait d'abord. Les métaux suivants sont rangés par ordre de ductilité décroissante : platine, argent, fer, cuivre, or, zinc, étain, plomb.

On appelle *malléabilité* la propriété que possèdent certains corps de se laisser étendre en lame mince. On fait subir aux métaux cette déformation, soit en les plaçant sur un plan résistant et les frappant avec un marteau, soit en les faisant passer au laminoir, appareil constitué par deux cylindres parallèles qui tournent en sens inverse et dont la distance est inférieure à l'épaisseur du corps à *laminer*. Par le *martelage* et le *laminage*, la densité des corps est augmentée. Les métaux suivants sont rangés par ordre de malléabilité décroissante au laminoir : or, argent, cuivre, étain, plomb, zinc, platine, fer. L'ordre de malléabilité au marteau : or, argent, étain, plomb, zinc, cuivre, platine, n'est pas exactement le même que le précédent, les modes d'action du marteau et du laminoir n'étant pas absolument identiques.

Certains corps se laissent facilement déformer d'une manière permanente par une compression énergique; tel est le cas des alliages avec lesquels on fabrique les monnaies. Pour *frapper* les monnaies, on place de petits disques de l'alliage qui les constitue entre deux *coins* d'acier dans lesquels sont gravées en creux les effigies que l'on veut obtenir en relief. On exerce ensuite, à l'aide d'un appareil spécial qui porte le nom de *balancier*, une compression énergique sur les deux coins. Sous cette action, le métal se déforme et se moule dans toutes les cavités des surfaces contre lesquelles il est pressé et la déformation persiste assez complètement, après la compression, pour reproduire fidèlement tous les détails des coins. La frappe des monnaies augmente légèrement la densité de l'alliage constituant.

#### C. — RUPTURE.

85. *Ténacité absolue et relative, dureté, etc.* — On appelle *ténacité*, d'une manière générale, la résistance qu'un corps solide oppose à toute cause extérieure qui tend à le diviser en fragments. Il y a autant de moyens de provoquer la rupture d'un corps qu'il y a de procédés pour déterminer des déformations passagères ou permanentes; il y a par suite autant de ténacités différentes.

La *ténacité absolue* est la résistance à la rupture par traction. L'expérience montre que *la force minima qui produit la rupture d'un solide par traction, est proportionnelle à la section et indépen-*



dante de la longueur du solide. Il faut donc, pour pouvoir comparer entre elles les ténacités de divers corps, déterminer sur chacun d'eux la force nécessaire pour amener la rupture sous l'unité de section; cette force est le *coefficient de ténacité absolue du corps*. La valeur de cette force varie d'ailleurs suivant que son action est brusque ou progressive, suivant aussi qu'elle agit pendant un temps plus ou moins long. Ajoutons que, si le corps considéré était d'une homogénéité parfaite, la rupture, par raison de symétrie, se ferait par la désagrégation complète des molécules du corps; en réalité, la rupture se produit au point où, pour une cause occasionnelle quelconque, la résistance est minima. Ces divers faits sont la cause des différences qui existent entre les nombres trouvés par les divers observateurs pour le coefficient de ténacité d'un même corps.

Le tableau suivant donne, pour quelques corps, la charge de rupture exprimée en kilogrammes par millimètre carré de section :

Acier....	75 à 110 kg.	Or.....	21 kg.	Plomb.....	2 <sup>kg</sup> .7
Fer.....	79	Os.....	8	Nerfs.....	1 .3
Cuivre...	43	Étain.....	7.7	Veines.....	0 .18
Platine ..	39	Tendons.....	6.2	Artères.....	0 .13
Argent...	27	Zinc.....	4	Muscles.....	0 .04

Bois de chêne dans le sens des fibres.... 6 à 8 kg.  
— perpendiculairement aux fibres... 1<sup>kg</sup>.6

La force qui provoque la rupture par traction peut être, dans certains cas, le poids même du corps. C'est ainsi qu'un fil de fer de 350<sup>m</sup>, un fil d'argent de 263<sup>m</sup>, un fil de laiton de 160<sup>m</sup>, un fil de plomb de 5<sup>m</sup>, etc., se rompraient chacun sous la seule action de leur propre poids.

Un corps soumis à une compression énergique qui s'exerce sur deux points opposés de sa surface peut se diviser en fragments par écrasement. La résistance d'un corps à l'écrasement est fréquemment désignée, dans le langage courant, sous le nom de *dureté*. Nous verrons plus loin qu'on attribue au mot dureté, en Physique et en Minéralogie, un sens différent de celui-là.

Un solide se rompt par *éclatement* lorsqu'il constitue la paroi d'un vase à l'intérieur duquel un fluide exerce une pression suffisante pour amener la rupture de cette paroi. La forme du réservoir permet, dans le cas où l'homogénéité des parois est



suffisante, de prévoir la forme de la déchirure. C'est ainsi qu'une sphère ne peut se rompre que suivant un grand cercle et qu'une chaudière, ayant la forme d'un cylindre fermé par deux hémisphères, se rompra de préférence suivant l'une des arêtes du cylindre. Mais l'homogénéité parfaite n'étant pas réalisée dans la pratique, la rupture se produira, en général, au niveau des points où la résistance est moindre.

On appelle *ténacité relative* la résistance qu'un corps oppose à la rupture par flexion. La charge minima capable de produire la rupture varie avec diverses circonstances signalées plus haut (§ 79 b). La *ténacité relative* est, en particulier, plus grande pour une poutre en T ou en double T que pour une poutre de même nature, de même longueur et de même poids, dont la section serait carrée.

La charge minima qui produit la rupture d'un solide par flexion est généralement bien inférieure à celle qui produirait la rupture par traction ou par compression de ce même solide. Il n'est pas inutile de faire remarquer à ce propos que, lorsqu'on exerce une compression énergique sur les deux extrémités opposées d'une tige assez longue, celle-ci peut se fléchir, si elle n'est pas parfaitement droite, et se rompre par flexion sous l'action d'une force bien inférieure à celle qui serait nécessaire pour produire la rupture de cette même tige par écrasement. C'est ainsi que s'expliquent, dans bien des cas, les fractures des os longs des membres supérieurs et inférieurs.

En Physique et en Minéralogie, on appelle *dureté* la résistance qu'oppose un corps lorsqu'on veut le rayer ou, plus exactement, le déchirer par une arête vive d'un autre corps. La dureté sert à caractériser les espèces minérales; aussi les minéralogistes ont-ils dressé une échelle de dureté, reproduite ci-dessous, et constituée par des minéraux bien définis, rangés dans un ordre tel que chaque corps est rayé par ceux qui le suivent et raye tous ceux qui le précèdent :

1. Talc.	} Rayés par l'ongle.	6. Feldspath.	} Rayant le verre.
2. Gypse.		7. Quartz.	
3. Calcaire.		8. Topaze.	
4. Spath-fluor.		9. Corindon.	
5. Apatite.		10. Diamant.	

On caractérise alors la dureté d'un corps par les numéros des termes de cette échelle entre lesquels il se range.



86. **Ruptures par actions brusques.** — Nous avons supposé, dans ce qui précède, que la force qui provoquait la rupture agissait graduellement et sans secousses brusques. Les effets produits sont comparativement plus grands lorsque la force agit brusquement et ce fait résulte de la valeur relative que présentent, d'une part la durée d'action de la force agissante, d'autre part la vitesse avec laquelle l'action, exercée par la force au point du solide sur lequel elle est appliquée, se propage à l'intérieur du solide.

L'exemple suivant fait bien comprendre le mécanisme des effets produits par les actions brusques.

Aux deux extrémités d'un diamètre d'une assez lourde sphère, on fixe, par des crochets, deux brins d'un même fil et l'on suspend, par l'un de ces brins, la sphère pesante à un point fixe. Si l'on exerce alors sur le fil inférieur une traction graduellement croissante, c'est le fil supérieur qui se rompt le premier, parce qu'il supporte, en outre de la traction qui s'exerce directement sur le fil inférieur et qui lui est transmise de proche en proche, l'action de la sphère pesante. Lorsque, au contraire, on tire sur le fil inférieur par une secousse brusque, ce fil inférieur se casse le premier. C'est que, en effet, si la traction a été assez brusque, pendant le temps très court durant lequel elle a été exercée, l'effet, qui se transmet de proche en proche, n'aura pu atteindre l'extrémité supérieure du fil inférieur. Le fil supérieur se trouve donc soustrait, par suite du peu de durée de la traction, à toute action de la force agissante; ce fil continue en conséquence à être uniquement soumis à l'action du poids de la sphère et la rupture ne peut dès lors se produire que sur le fil inférieur.

C'est par un mécanisme semblable qu'un projectile d'arme à feu traverse une vitre en y déterminant un trou à bords nets, sans fêlures, tandis qu'un solide de même poids, lancé avec une vitesse moindre, détermine la rupture de la vitre en fragments. Dans le premier cas, en effet, l'action résultant du choc du projectile n'a pas le temps de se transmettre aux molécules voisines de celles qui reçoivent le choc directement; les molécules directement choquées supportent donc seules l'action du projectile qui les emporte sans que les molécules plus éloignées soient influencées par le choc; on conçoit alors que la vitre soit percée d'un trou net sans fêlures.

Il n'est d'ailleurs pas nécessaire, pour qu'un tel effet soit produit, que le projectile présente une grande dureté. Une chandelle, une



boule d'argile lancées par une arme à feu traversent dans les mêmes conditions une lame de verre ou une planche d'une certaine épaisseur ; un disque de carton animé d'une vitesse de rotation suffisante est de même capable d'entamer un morceau de marbre.

Dans chacun des cas examinés, d'ailleurs, l'intensité de l'effet produit ne dépend pas seulement de la masse agissant mais de la force vive dont cette masse est animée au moment du choc.

D. — CAUSES QUI MODIFIENT LES ACTIONS MOLÉCULAIRES DANS LES SOLIDES.

87. **Température. Actions mécaniques.** — Toute élévation de température entraîne, tout au moins, des variations dans les distances des molécules des corps, quand elle ne détermine pas des modifications plus profondes qui intéressent la constitution même des molécules, modifications qui ne sont plus d'ailleurs du ressort de la Physique.

Les propriétés moléculaires des corps, et des solides en particulier, doivent donc être influencées par un changement de température.

Le fer, en effet, se laisse travailler plus facilement à chaud qu'à froid. Pour le cuivre et le platine, la limite d'élasticité diminue notablement de 15° à 200°. Le coefficient de ténacité de l'or, du platine, du cuivre, de l'argent, diminue également de 0° à 200°; celui du fer diminue de 0° à 100°, puis augmente lorsque la température s'élève, pour diminuer de nouveau ensuite; au rouge sombre, il aurait, d'après Trémeri,  $\frac{1}{6}$  de sa valeur à froid. Les

métaux sont généralement moins cassants à chaud qu'à froid; le zinc est pourtant plus cassant à 200° qu'à la température ordinaire. Nous verrons en outre ci-dessous que la chaleur peut faire disparaître l'effet produit sur les corps par certaines actions mécaniques.

A une même température, un même corps peut présenter des propriétés moléculaires différentes, suivant les opérations auxquelles il a été soumis. Les principales de ces opérations sont la *trempe*, l'*écrouissage* et le *recuit*.

La *trempe* consiste en un refroidissement brusque d'un corps solide préalablement porté à une haute température. On plonge pour cela le corps dans l'eau, le mercure ou un corps gras. L'effet



de la trempe est d'autant plus marqué que la température du corps était plus élevée et que son refroidissement s'est opéré plus vite. Tous les corps ne sont pas susceptibles d'avoir leurs propriétés modifiées par la trempe. Cette opération n'exerce en effet aucune action sur le cuivre et le fer par exemple. Par contre l'acier devient, par la trempe, plus dur, plus cassant, beaucoup plus élastique et moins dense; le verre devient également plus cassant, plus dur et moins dense; le bronze devient au contraire plus mou, plus malléable, moins élastique et plus dense.

L'*écrouissage* est un état moléculaire spécial, mal défini, que présentent les corps qui ont subi des déformations permanentes obtenues par les procédés les plus divers, tels que le martelage, le laminage, le passage à la filière, ou encore la traction, la compression, la flexion, la torsion par des forces supérieures à la limite d'élasticité. Tous les corps ainsi déformés ne sont cependant pas écrouis; le plomb, par exemple, ne peut être écroui par le martelage ou le laminage. L'écrouissage a généralement pour effet de rendre les corps plus denses, plus durs et plus cassants. L'écrouissage du fer par son passage à la filière est tel qu'il est nécessaire de le recuire après chaque opération.

Le *recuit* consiste à chauffer fortement un corps et à le laisser refroidir lentement. Le recuit fait généralement disparaître les effets de la trempe et de l'écrouissage.

Il peut se produire également des modifications dans les propriétés mécaniques des solides sous la seule influence du temps. Ces modifications sont corrélatives d'un changement de structure; elles sont facilitées par les variations de température, par les chocs faibles mais répétés, par les vibrations, toutes causes qui peuvent ébranler les molécules des corps et modifier leur état primitif d'équilibre. C'est sous l'action de ces diverses causes que le fer des machines, des ponts, des essieux de voiture, etc., devient à la longue moins tenace.

**88. Composition des corps.** — Nous avons vu que les propriétés moléculaires d'un corps dépendaient de sa nature; les propriétés moléculaires d'un corps composé ne sont généralement pas la résultante des propriétés analogues des composants. Il en est de même pour les alliages; l'argent et l'or monétaire, par exemple, qui sont des alliages d'argent ou d'or et de cuivre, sont chacun plus durs que chacun des deux métaux qui les constituent. Il suffit quelquefois de la présence, dans un corps, d'impuretés ou de minimes quantités d'un



autre corps pour en modifier les propriétés moléculaires d'une façon très notable. C'est ainsi que l'on peut augmenter la dureté du laiton en lui adjoignant quelques centièmes de plomb qui est pourtant le plus mou des métaux. De très faibles proportions de soufre et de phosphore rendent la plupart des métaux aigres et cassants; le phosphore rend le bronze plus dur et augmente aussi notablement les coefficients de ténacité absolue et relative de cet alliage. La présence du carbone modifie de même profondément les propriétés du fer; suivant la proportion de carbone, le fer devient plus cassant (fonte) ou plus élastique (acier). Il est vrai que la fonte et l'acier contiennent, outre le fer et le carbone, d'autres éléments qui peuvent influencer sur leurs propriétés moléculaires. Le chrome et le tungstène augmentent l'élasticité et la ténacité de l'acier; l'acier au tungstène est tellement dur qu'il résiste aux meilleures limes.

## II. Actions moléculaires entre solides.

89. **Adhésion.** — Deux solides de même nature ou de nature différente, placés en contact l'un avec l'autre sans interposition d'un autre corps, n'exercent en général aucune action réciproque, à moins qu'ils n'aient été pressés fortement l'un contre l'autre. Ces faits s'expliquent si l'on admet que des forces d'*adhésion* s'exercent entre des molécules appartenant à des corps distincts, mais que ces forces varient avec la distance qui sépare les molécules et qu'elles ne prennent une valeur sensible que lorsque cette distance est assez petite.

Les faits suivants sont des exemples d'actions réciproques s'exerçant entre solides distincts.

Si l'on presse fortement l'une contre l'autre deux surfaces identiques bien fraîches et bien nettes obtenues sur deux masses de plomb, l'adhérence des deux fragments peut être telle qu'il faille un effort considérable pour les séparer. Il en est de même si l'on fait glisser l'un contre l'autre, de façon à éviter l'interposition de l'air, deux plans bien dressés de glace ou de marbre. Ces expériences réussissant d'ailleurs dans le vide, on ne peut attribuer l'adhérence aux effets de la pression atmosphérique.

En comprimant à 4000 et 6000 atmosphères de la limaille de plomb, de bismuth, de zinc, d'aluminium, de cuivre ou d'antimoine, Walthère Spring a pu former des blocs homogènes analogues à ceux qu'on obtiendrait par fusion. Certaines poudres amorphes



donnaient même, sous ces fortes pressions, des blocs dans lesquels on pouvait voir des traces plus ou moins nettes de cristallisation.

Une lame d'or et une lame d'argent, superposées et passées simultanément au laminoir, s'unissent d'une façon intime. Le martelage facilite aussi le rapprochement des corps et, par suite, leur adhérence.

Sous le choc du marteau le fer se soude à lui-même, au rouge blanc, alors qu'il est encore solide.

La seule pression de la main suffit pour faire adhérer la plombagine au papier, l'aluminium au verre (Margot, Berger).

Des adhérences parfaites s'obtiennent très facilement avec les corps mous. Deux fragments de cire molle ou d'argile humide comprimés entre les doigts adhèrent d'une façon si complète que, si on veut ensuite les séparer, la séparation ne se fait ordinairement pas au niveau des surfaces primitives des deux fragments.

Le contact intime de deux corps est, en général, facilité par le passage de l'un d'eux à l'état liquide, que ce changement soit obtenu sous l'influence de la chaleur ou par l'intermédiaire d'un dissolvant. Aussi peut-on obtenir dans certaines conditions une adhérence très complète par refroidissement du liquide ou par évaporation du dissolvant. C'est sur ce principe que sont fondés l'emploi des soudures et des diverses colles qui contractent, en se solidifiant, des adhérences avec les corps entre lesquels on les interpose et qui maintiennent ceux-ci intimement unis.

Enfin, c'est également grâce à l'adhésion qu'on peut, par la galvanoplastie, recouvrir un objet métallique d'une couche d'un autre métal. La présence sur l'objet d'un corps gras ou d'une couche d'oxyde s'oppose à l'intimité du contact entre les deux métaux et empêche donc le dépôt d'adhérer; de là la nécessité de soumettre à un nettoyage et à un décapage préalables le métal que l'on veut recouvrir d'un dépôt électrolytique.



### III. — CORPS LIQUIDES

#### CHAPITRE PREMIER

##### HYDROSTATIQUE

###### I. — Principes généraux de l'hydrostatique.

90. De l'état liquide. — Les liquides sont caractérisés par la faible cohésion qui réunit leurs molécules; celles-ci peuvent, en effet, se déplacer très facilement les unes par rapport aux autres, si bien que les liquides n'ont pas de forme propre et prennent toujours celle du vase qui les contient. Il résulte de là que le centre de gravité des liquides n'a pas de position fixe et invariable comme celui des solides.

Mais si la cohésion des liquides est très faible, leur résistance à la compression est encore très considérable et il faut les soumettre à des pressions très fortes pour faire diminuer leur volume de quantités appréciables. De là le nom de *fluides incompressibles* donné souvent aux liquides, nom qui n'est pas d'une rigoureuse exactitude et qui est employé surtout par opposition au nom de *fluides compressibles* donné aux gaz.

L'absence à peu près complète de cohésion dans les liquides est la cause d'un certain nombre de phénomènes auxquels les corps solides ne peuvent donner naissance. De ces phénomènes, les uns sont relatifs à l'état de repos ou d'équilibre des liquides et constituent l'*Hydrostatique*; les autres, ceux qui se rapportent à l'écoulement des liquides, ont des rapports plus nombreux et plus directs avec la Physiologie et forment l'*Hydrodynamique*.

C'est de la première catégorie de ces phénomènes qu'il sera question dans le présent Chapitre.

91. Pression hydrostatique. — Soit un liquide en équilibre qui remplit complètement un vase ABCD (fig. 37) et qui est soumis à une pression P exercée par un piston P. Sous l'action de cette pression le liquide est comprimé; par suite de sa fluidité même, toutes ses molécules, sans exception, se rapprochent un peu les



unes des autres, réagissent pour reprendre leur position première et cette réaction se fait évidemment sentir en tous les points de la paroi du vase, paroi qui réagit à son tour pour équilibrer cette pression. Une pression exercée à la surface d'un liquide se fait donc sentir, c'est-à-dire se transmet, en tous les points de la masse liquide et sur tous les éléments de surface de la paroi du vase dans lequel le liquide est contenu.

Cette pression, transmise par un liquide en équilibre, est d'ailleurs normale en tous les points de la paroi où elle s'exerce. S'il n'en était pas ainsi, en effet, la pression pourrait être décomposée en deux forces, l'une normale à la paroi et détruite par la résistance de celle-ci, l'autre dirigée parallèlement à la paroi; cette dernière force, dont l'effet ne serait pas détruit, entraînerait la molécule en contact avec le point de la paroi considéré, ce qui est contraire à l'état d'équilibre que nous attribuons au liquide.

Il en est encore de même sur tout élément très petit de surface considéré à l'intérieur même de la masse liquide. Faisons passer, en effet, une surface quelconque  $AB$  par l'élément  $s$  considéré. Puisque le liquide est en équilibre, il n'y aura rien de changé à son état si nous supposons que toutes les molécules comprises dans la surface  $AB$  sont invariablement liées entre elles; mais cette surface est alors absolument assimilable à une paroi et la conclusion précédente lui est applicable: la pression qui est transmise à l'élément de surface  $s$  est donc normale à cet élément, quelle que soit l'orientation de celui-ci.

Lorsque la pression exercée est uniforme, c'est-à-dire a la même valeur, pour chaque unité de surface considérée en une région quelconque de la paroi ou de l'intérieur du liquide, cette valeur uniforme par unité de surface caractérise cette *pression*.

Lorsque, au contraire, la pression varie d'un point à un autre, on caractérise la pression en un point déterminé  $M$  de la manière suivante. Considérons, autour de  $M$ , un élément de surface  $s$  assez petit pour que la pression puisse être regardée comme uniforme en tous ses points et représentons par  $p$  la pression totale supportée

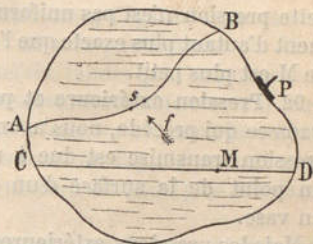


Fig. 37. — Pression hydrostatique.



par cet élément. Le rapport  $\frac{p}{s}$ , qui est la pression que supporterait l'unité de surface autour de M si cette pression y était rigoureusement uniforme, est appelé *pression au point M*.

Cette manière d'évaluer la pression en un point, dans le cas où cette pression n'est pas uniforme autour de ce point, est évidemment d'autant plus exacte que l'élément de surface considéré autour de M est plus petit.

92. **Pression extérieure et pression due au poids du liquide.** —

Dans ce qui précède, nous avons seulement considéré le cas où la pression transmise est due à une action extérieure s'exerçant en un point de la surface d'un liquide qui remplit complètement un vase.

Mais les pressions extérieures ne sont pas les seules qu'il y ait à considérer. Tout liquide, en effet, étant pesant, chaque molécule constituante presse, par son poids, sur les molécules sous-jacentes.

Considérons dès lors toutes les molécules situées dans un plan perpendiculaire à la direction de la pesanteur, c'est-à-dire dans un plan horizontal CD (fig. 37). Chacune d'elles agissant sur les molécules sous-jacentes, l'ensemble de ces actions est exactement assimilable à une pression extérieure, uniforme, qui s'exercerait sur la portion CD de paroi d'un vase plein de liquide et constitué par la partie de la figure qui se trouve au-dessous de CD; cette pression, en effet, due au poids du liquide, ne peut évidemment se faire sentir que sur les molécules et sur les portions de paroi situées au-dessous du plan horizontal considéré CD.

93. **Égalité de pression dans tous les sens autour d'un point.** — Soit l'élément  $s$  (fig. 37) au sein d'un liquide en équilibre soumis à une pression extérieure  $P$ . Nous avons vu, dans le paragraphe précédent, que cet élément est soumis, par suite de l'existence de la pression extérieure  $P$ , à une pression qui lui est normale et dont le sens est indiqué par la flèche  $f$ . Mais le liquide étant en équilibre, il est nécessaire, pour que l'élément  $s$  ne se déplace pas, qu'il soit soumis, sur son autre face, à une pression égale et contraire à celle qui est indiquée par  $f$ . D'autre part, le liquide étant homogène, la valeur de ces pressions égales et contraires est évidemment indépendante de l'orientation de l'élément  $s$  dans la masse liquide, ainsi que de la situation de cet élément dans cette masse, et ne dépend que de la surface de l'élément considéré. Par suite, si nous considérons un point au sein d'un liquide en équilibre, sur lequel s'exerce



une pression extérieure, ce point sera soumis dans tous les sens à des pressions, toutes égales entre elles, qui se détruiront deux à deux.

L'action de chaque groupe de molécules contenues dans un plan horizontal étant assimilable, pour l'ensemble des molécules sous-jacentes, à l'action d'une pression extérieure, l'égalité de pression dans tous les sens autour d'un point ne sera pas détruite par l'intervention du poids du liquide. Toutefois, tandis que, sous l'action de pressions extérieures seules, la pression dans tous les sens autour d'un point avait la même valeur à tous les niveaux, la valeur de la pression, autour d'un point pris dans un liquide pesant, sera d'autant plus grande que le point considéré est situé plus bas dans la masse liquide.

Cette égalité de pression dans tous les sens autour d'un point constitue le *principe de Pascal*.

94. **Egale transmission des pressions dans tous les sens.** — Nous venons de voir que, dans un liquide en équilibre soumis à une pression extérieure, tout point de la masse liquide supporte du fait de cette pression, et dans tous les sens, des actions égales entre elles et indépendantes de la position du point considéré. Il en résulte que toute pression extérieure se transmet dans tous les sens et avec la même intensité en tous les points, c'est-à-dire sur tous éléments très petits, égaux en surface, qu'elle qu'en soit l'orientation.

La pression transmise sera encore la même pour tous éléments égaux en surface et de dimensions finies, car on peut les décomposer tous en un même nombre d'éléments très petits, égaux entre eux. Si d'ailleurs nous remarquons que la surface liquide en contact avec la base du piston P supporte une pression égale à P, nous en concluons que toute surface égale à la précédente, considérée en une région quelconque de la paroi ou de la masse liquide, supporte la même pression P.

Les considérations précédentes s'appliquent évidemment aux pressions dues aux poids des molécules liquides; toutefois, comme la pression de chaque molécule pesante ne se fait sentir qu'aux molécules sous-jacentes, la somme des pressions dues au poids du liquide et transmises sur une surface déterminée, n'est plus indépendante de la situation de cette surface, mais varie au contraire avec le niveau auquel cette surface se trouve. Nous dirons d'ailleurs plus loin quelle est la valeur de cette pression au niveau



des divers plans horizontaux que l'on peut considérer à l'intérieur du liquide en équilibre.

On peut vérifier approximativement par l'expérience l'exactitude des conclusions auxquelles nous venons d'arriver en ce qui concerne les pressions transmises sur une surface de dimensions finies.

Soit, en effet, un vase contenant un liquide et constitué par deux tubes cylindriques verticaux, de sections  $s$  et  $s'$ , qui communiquent par leur partie inférieure. Le liquide étant en équilibre, introduisons dans les tubes des pistons dont chaque section sera égale à celle du tube correspondant et que nous amènerons en contact avec les surfaces libres du liquide. Celui-ci ne peut évidemment, de par son poids qui est constitué par des forces verticales dirigées de haut en bas, exercer aucune action sur ces pistons. Si donc on met sur le piston de section  $s$  un poids  $p$ , le piston de section  $s'$  ne sera maintenu en équilibre que si l'on place sur ce piston un poids  $p'$  satisfaisant à l'égalité :

$$\frac{s}{s'} = \frac{p}{p'}$$

L'expérience montre qu'il en est bien ainsi.

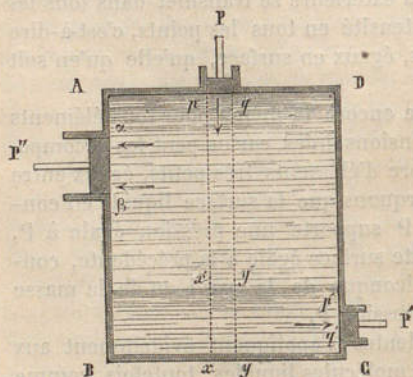


Fig. 38. — Proportionnalité de la pression à la surface pressée.

Soit encore un vase tel que ABCD, (fig. 38) plein de liquide, dans les parois duquel on a percé des ouvertures que l'on a fermées par des pistons P, P', P'' dont les surfaces sont  $\alpha\beta = 2 p'q' = 2 pq$ . Lorsqu'aucune pression extérieure n'est exercée, on constate que la force nécessaire pour équilibrer le piston P', sur lequel se transmettent des pressions dues au poids du liquide, est supérieure à la moitié de la force qui maintient

le piston P'' en équilibre ; c'est qu'en effet la surface  $p'q'$ , située plus bas que  $\alpha\beta$ , doit supporter une pression supérieure à celle que supporte chaque moitié de la surface P''.



Par contre, si l'on applique d'abord sur  $p'q'$  et  $\alpha\beta$  les forces nécessaires pour équilibrer les effets dus aux poids du liquide et que l'on exerce alors en  $pq$  une action extérieure égale à  $\pi$ , l'expérience montre qu'il faut augmenter de  $\pi$  et de  $2\pi$  les forces appliquées sur  $p'q'$  et sur  $\alpha\beta$  pour maintenir les pistons P' et P en équilibre.

95. Presse hydraulique. — Cet appareil qui permet, en développant un effort relativement minime, de soumettre un corps à

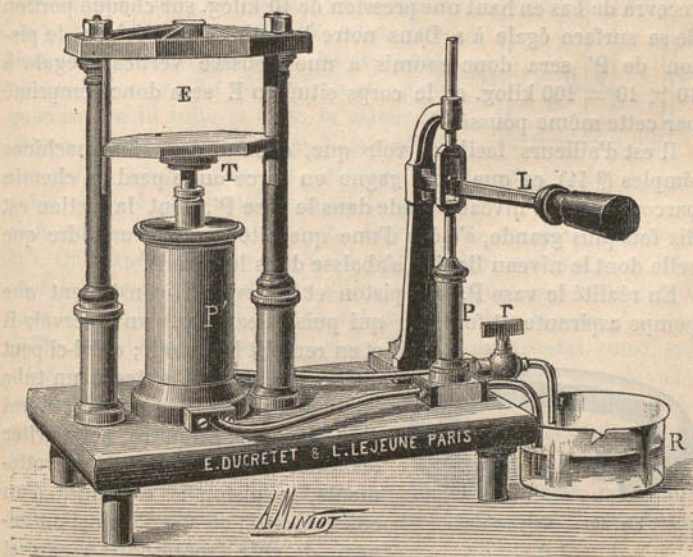


Fig. 39. — Presse hydraulique.

une pression considérable, est une application directe du principe de l'égalité de la transmission des pressions dans les liquides en équilibre.

La presse hydraulique se compose de deux vases cylindriques verticaux P et P' (fig. 39) qui communiquent par leur partie inférieure et dans chacun desquels plonge un piston. La tige du piston du vase P' est terminée par un plateau T au-dessus duquel se trouve un second plateau porté par de solides colonnes; la tige du piston du vase P est articulée avec un levier du second genre L à l'extrémité duquel agit la force dont l'effet sera trans-



mis, par l'appareil, au corps à comprimer que l'on place dans l'espace E.

Supposons, par exemple, que les bras du levier L soient dans le rapport de 1 à 10 et que la surface  $s'$  du piston de P' soit dix fois plus grande que la surface  $s$  du piston de P. Une force de 1 kilog. appliquée à l'extrémité du levier L, produira le même effet qu'une force de 10 kilog. appliquée directement sur le piston de P; d'autre part, en vertu de l'égalité de transmission des pressions, le piston de P' recevra de bas en haut une pression de 10 kilog. sur chaque portion de sa surface égale à  $s$ . Dans notre hypothèse numérique, le piston de P' sera donc soumis à une poussée verticale égale à  $10 \times 10 = 100$  kilog. et le corps situé en E sera donc comprimé par cette même poussée.

Il est d'ailleurs facile de voir que, comme dans les machines simples (§ 44), ce que l'on gagne en force on le perd en chemin parcouru, car le niveau liquide dans le vase P', dont la section est dix fois plus grande, s'élève d'une quantité dix fois moindre que celle dont le niveau liquide s'abaisse dans le vase P.

En réalité le vase P, son piston et le levier L constituent une pompe aspirante et foulante qui puise l'eau dans un réservoir R et en remplit l'appareil; celui-ci peut d'ailleurs être vidé grâce à un tube qui part du vase P' et qui est muni d'un robinet  $r$ . En outre, pour éviter les fuites sans augmenter les frottements, le piston P' est muni d'un cuir embouti; on appelle ainsi un anneau de cuir, représenté à part et

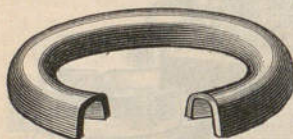


Fig. 40. — Cuir embouti.

coupé sur la figure 40. Les faces verticales, interne et externe, de cet anneau sont en contact avec le piston et avec la surface intérieure de la paroi du vase, de telle sorte que la fermeture est d'autant plus hermétique que la pression transmise est plus considérable.

96. Surfaces de niveau. — Au moyen de considérations théoriques, que nous ne reproduirons pas ici, on déduit, des conclusions auxquelles nous sommes arrivés dans les paragraphes précédents, un certain nombre de conséquences que nous allons successivement énoncer et vérifier d'une façon approximative par l'expérience.

La première de ces conséquences s'énonce de la manière suivante :



Dans tout liquide en équilibre, la pression est la même sur tous les éléments de surface égaux pris sur un même plan horizontal.

Pour s'assurer de l'exactitude de ce fait on introduit dans un liquide en équilibre un tube en verre A (fig. 41) fermé à sa partie inférieure par une plaque obturatrice BC de poids négligeable maintenue en place, avant l'immersion, grâce à un fil F fixé à son centre et sur lequel on tire. La plaque, immergée à un niveau MN, est assimilable à une portion de paroi et supporte, de bas en haut, une pression  $p$ , qui la maintient appliquée contre le tube et dont la valeur est déterminée par le poids  $p$  qu'il faut déposer sur la plaque pour la détacher. Ce

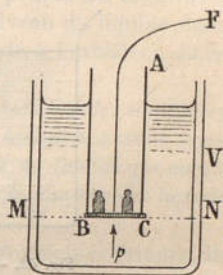


Fig. 41. — Surfaces de niveau.

pois mesure évidemment aussi la pression qui s'exerce sur l'élément liquide BC du plan horizontal MN. Or l'expérience montre qu'il faut le même poids  $p$  pour détacher la plaque BC, quelque position que l'on donne à cette plaque dans le plan horizontal MN. La valeur du poids  $p$  dépend d'ailleurs (§ 98) du niveau auquel se trouve le plan horizontal considéré.

On appelle *surface de niveau* toute surface dont tous les éléments égaux supportent la même pression. Il résulte donc de ce qui précède que, dans un liquide en équilibre, tout plan horizontal est une surface de niveau.

97. **Surface libre d'un liquide en équilibre. Vases communicants. Niveau d'eau.** — On conclut immédiatement de la notion des surfaces de niveau que :

*La surface libre d'un liquide en équilibre est un plan horizontal.*

En effet, tous les points de la surface libre supportent une même pression, la pression atmosphérique; cette surface libre est donc une surface de niveau, c'est-à-dire un plan horizontal.

L'exactitude de cette conclusion est d'ailleurs indépendante de la forme du vase; elle subsiste donc encore si le vase a, par exemple, la forme représentée sur la figure 42, c'est-à-dire s'il est constitué en quelque sorte par plusieurs vases distincts A, B, C, D réunis au moyen d'un tube de communication MN. La surface libre totale du liquide se compose alors de plusieurs parties distinctes qui toutes se trouvent dans un même plan horizontal. Si l'on considère les



parties A, B, C, D, comme des vases distincts qui communiquent entre eux, on peut dire que :

*Lorsque des vases communicants contiennent un même liquide*

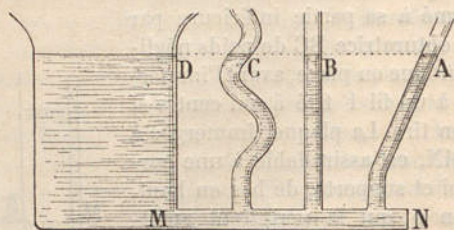


Fig. 42. — Surface libre d'un liquide en équilibre.

*en équilibre, le liquide s'élève à la même hauteur dans chacun des vases.*

Le niveau d'eau (fig. 43) n'est autre chose qu'un système de vases communicants remplis d'un même liquide ; en vertu de ce

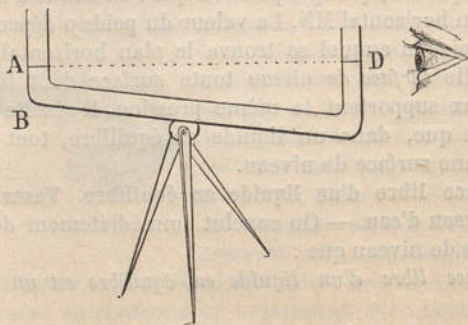


Fig. 43. — Niveau d'eau.

qui précède, les surfaces libres en A et D sont toujours, quelle que soit l'inclinaison du tube de communication B, sur un même plan horizontal, ce qui permet à un observateur qui vise suivant la direction DA de déterminer les points de l'espace environnant qui sont situés au même niveau.

98. **Valeur de la pression sur une surface de niveau.** — Cette valeur peut être déterminée au moyen de l'expérience représentée par la figure 41. On peut encore, au lieu de déposer des poids sur la

plaque obturatrice, verser de l'eau à l'intérieur du tube A et noter la hauteur à laquelle s'élève le liquide dans ce tube au moment où la plaque BC se détache. On constate ainsi que, quel que soit le plan horizontal au niveau duquel la plaque BC est située, cette plaque se détache au moment où le niveau du liquide dans le tube A est le même que le niveau du liquide à l'extérieur de ce vase. En conséquence :

*La pression supportée par une surface plane horizontale, considérée à l'intérieur d'un liquide en équilibre qui n'est soumis à aucune pression extérieure, est égale au poids d'une colonne de liquide qui aurait pour base la surface considérée et pour hauteur la hauteur du liquide au-dessus de cette surface.*

Dans le cas où le liquide est soumis à une pression extérieure, la pression totale supportée par une surface plane se compose de la pression définie par l'énoncé précédent, augmentée de l'action de la pression extérieure sur cette même surface.

Il résulte évidemment de ce qui précède que :

*La différence des pressions supportées par deux surfaces égales, prises sur deux plans horizontaux différents, est égale au poids d'une colonne liquide qui aurait pour base la surface considérée et pour hauteur la distance verticale qui sépare les deux plans horizontaux.*

#### 99. Surface de séparation de deux liquides en équilibre. —

Soient (fig. 44) deux liquides superposés, en équilibre, de densités  $D$  et  $D'$ , et soit  $MN$  leur surface de séparation.

Considérons deux éléments de surface égaux  $a$  et  $a'$  pris sur un même plan horizontal  $PQ$  mené dans le liquide inférieur. Si l'on mène par  $b$  et  $b'$  des parallèles à  $PQ$ , on voit que les pressions supportées par les éléments  $a$  et  $a'$  se composent, pour le premier,

des poids des cylindres liquides  $ab$ ,  $be$  et  $ec$ , pour le second, des poids des cylindres liquides  $a'd$ ,  $db'$  et  $b'e'$ . Or, d'une part, les pressions supportées par  $a$  et  $a'$  doivent être égales, puisque ces éléments sont pris sur une surface de niveau; d'autre part, les poids des cylindres  $ab$  et  $a'd$ ,  $ec$  et  $b'e'$  sont égaux, puisque ces cylindres ont

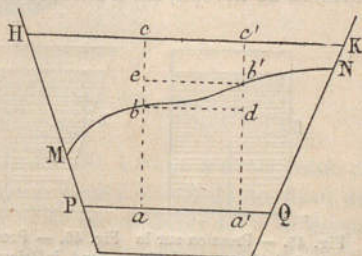


Fig. 44. — Surface de séparation de deux liquides en équilibre.



respectivement même base et même hauteur (la surface libre HK du liquide supérieur étant horizontale) et qu'ils sont constitués deux à deux par un même liquide. L'égalité de pression en  $a$  et  $a'$  exige donc que les cylindres  $bc$  et  $db'$  aient même poids. Or, ces cylindres ayant même volume, puisqu'ils ont même base et même hauteur, mais étant constitués par des liquides de densités différentes, leurs poids ne peuvent être égaux; l'égalité de pression en  $a$  et  $a'$  ne peut donc subsister que si ces cylindres n'existent pas, c'est-à-dire que si les points  $b$  et  $b'$  de la surface de séparation des deux liquides sont sur un même plan horizontal. Ces points  $b$  et  $b'$  étant d'ailleurs quelconques, il résulte de là que :

*La surface de séparation de deux liquides en équilibre est un plan horizontal.*

**100. Pression sur le fond horizontal d'un vase. Paradoxe hydrostatique.** — Le fond d'un vase, lorsqu'il est horizontal, est une surface de niveau et la pression qu'il supporte est, en conséquence, donnée par l'énoncé du paragraphe 98. Donc :

*La pression exercée par un liquide en équilibre sur le fond horizontal du vase qui le contient est égale au poids d'un cylindre de liquide qui aurait pour base le fond et pour hauteur la hauteur du liquide au-dessus du fond.*

Ce résultat, que l'on déduit immédiatement de la propriété des surfaces de niveau, est d'ailleurs indépendant de la forme du vase.



Fig. 45. — Pression sur le fond égale au poids du liquide.

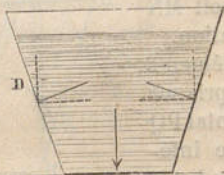


Fig. 46. — Pression sur le fond inférieure au poids du liquide.

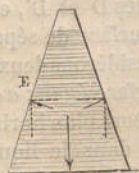


Fig. 47. — Pression sur le fond supérieure au poids du liquide.

Si donc on considère les trois vases des figures 45, 46 et 47, dont les fonds ont même surface et dans lesquels un même liquide s'élève à la même hauteur, la pression supportée par le fond de chaque vase est la même dans les trois cas. Il résulte d'ailleurs de la forme même des vases considérés que la pression sur le fond est égale, inférieure ou supérieure au poids du liquide,

suivant que l'on considère le vase de la figure 45, celui de la figure 46, ou celui de la figure 47.

Cette conséquence, désignée sous le nom de *paradoxe hydrostatique*, peut être facilement vérifiée par l'expérience.

A cet effet, on fixe successivement sur une même monture *c* (fig. 48) des vases, de formes diverses M, A, B, ouverts par le bas et dont le fond peut être obturé par un disque de verre assez mince *a*

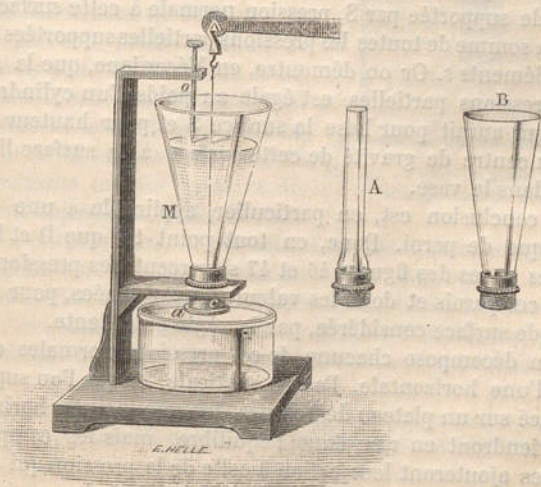


Fig. 48. — Pression sur le fond d'un vase.

que l'on relie, par l'intermédiaire d'un fil, à l'une des extrémités du fléau d'une balance. On fait agir à l'autre extrémité du fléau des poids suffisants pour appliquer avec une certaine force le disque de verre contre l'orifice du vase qu'il est destiné à obturer, et l'on verse de l'eau avec précaution jusqu'au moment où ce liquide commence à s'écouler par le fond mobile. On marque à ce moment, au moyen d'un index *o*, le niveau supérieur du liquide dans le vase et l'on recommence successivement l'expérience avec les autres vases A et B, sans rien changer aux poids qui agissent à l'une des extrémités du fléau. On constate ainsi que le fond mobile se détache, dans tous les cas, au moment où l'eau arrive au niveau de la pointe de l'index. La pression exercée sur le fond mobile est



donc la même pour des vases de formes différentes, dont les fonds ont même surface, et ne dépend que de la hauteur du liquide.

101. **Pression sur une surface plane non horizontale.** — Considérons une surface plane  $S$ , orientée d'une façon quelconque dans un liquide en équilibre et décomposons cette surface, de dimensions finies, en éléments de surface  $s$  très petits et égaux entre eux. Chacun de ces éléments supportera une pression normale représentée par le poids de la colonne liquide qui le surmonte et la pression totale supportée par  $S$ , pression normale à cette surface, sera égale à la somme de toutes les pressions partielles supportées par les divers éléments  $s$ . Or on démontre, en Mécanique, que la somme de ces pressions partielles est égale au poids d'un cylindre droit liquide qui aurait pour base la surface  $S$  et pour hauteur la distance du centre de gravité de cette surface à la surface libre du liquide dans le vase.

Cette conclusion est, en particulier, applicable à une portion quelconque de paroi. Donc, en tout point tel que  $D$  et  $E$  de la paroi des vases des figures 46 et 47 s'exercent des pressions, normales à ces parois et dont les valeurs sont données, pour chaque portion de surface considérée, par la règle précédente.

Si l'on décompose chacune de ces pressions normales en deux autres, l'une horizontale, l'autre verticale, et que l'on suppose le vase placé sur un plateau de balance, les composantes horizontales n'interviendront en rien dans l'équilibre, mais les composantes verticales ajouteront leur action à celle de la pression qui s'exerce sur le fond horizontal. Par suite, le fléau de la balance ne pourra être maintenu horizontal que si l'on place sur l'autre plateau des poids qui fassent équilibre, non seulement à la pression sur le fond du vase, mais encore à la somme des composantes verticales. On démontre, par des considérations mathématiques, que la résultante totale de toutes ces actions (pression sur le fond du vase et composantes verticales) est égale, dans tous les cas, au poids du liquide que le vase contient <sup>(1)</sup>.

(1) Lorsqu'un vase contenant un liquide est suspendu à un fil et en équilibre, la somme des actions verticales dues au poids du liquide et aux composantes verticales est détruite par la résistance du fil. D'autre part, les composantes horizontales se font équilibre entre elles puisque nous considérons le vase au repos; l'une quelconque de ces dernières composantes est par suite égale et directement opposée à la résultante de toutes les autres. Si donc on supprime l'une de ces composantes en sup-



102. **Principe d'Archimède.** — Considérons une masse *abcd* (fig. 49), de forme quelconque, à l'intérieur d'un liquide en équilibre et supposons que cette masse liquide soit solidifiée sans qu'il en résulte aucun changement de poids ni de volume.

Rien ne sera troublé dans l'équilibre préexistant, et, en particulier, la masse solide *abcd* ne sera pas entraînée par son poids au fond du vase; mais pour qu'il en soit ainsi, il est nécessaire que les pressions qui s'exercent normalement en chaque point de la surface de *abcd* aient une résultante unique égale et directement opposée au poids de cette masse. Or ces pressions, et par suite leur résultante, conserveront même grandeur et même direction si l'on substitue à la masse liquide solidifiée un solide quelconque ayant même forme et même volume; ce solide subira donc, de la part du liquide, une poussée résultante qui aura la valeur et la direction indiquée ci-dessus;

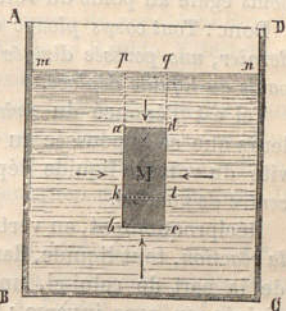


Fig. 49. — Perte de poids d'un corps immergé dans un fluide.

primant la portion de paroi sur laquelle elle s'exerce, le vase se déplacera, entraîné par la résultante de toutes les composantes horizontales encore

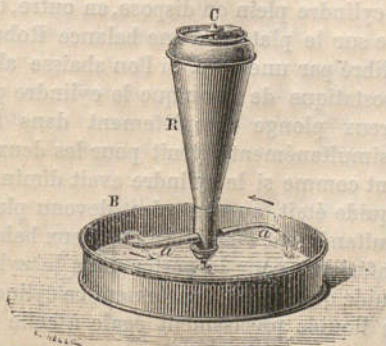


Fig. 50. — Tourniquet hydraulique.

existantes. C'est sur ces considérations que repose la construction de l'appareil connu sous le nom de *tourniquet hydraulique* (fig. 50).



si ce solide est suspendu au plateau d'une balance, il exercera sur ce plateau une action moindre, comme s'il avait subi une *perte de poids égale au poids du volume de liquide déplacé.*

*Donc : Tout corps plongé dans un liquide éprouve, de la part de ce dernier, une poussée dirigée verticalement de bas en haut et égale au poids du liquide déplacé.*

Tel est l'énoncé du *principe d'Archimède.* On démontre d'ailleurs que cette poussée du liquide est appliquée au centre de gravité du volume liquide déplacé, point qui porte alors le nom de *centre de poussée.*

Réciproquement, en vertu du principe de l'égalité de l'action et de la réaction, tout liquide, dans lequel on plonge un solide, éprouve, de la part de celui-ci, une poussée égale à la précédente, mais dirigée en sens inverse ; de là résulte pour le liquide, s'il est placé dans un vase sur le plateau d'une balance, une *augmentation apparente de poids* précisément égale au poids du liquide déplacé par le solide.

On peut vérifier simultanément par l'expérience le principe d'Archimède et sa réciproque de la façon suivante. Deux cylindres de laiton, l'un creux, l'autre plein, choisis de telle sorte que le volume extérieur du cylindre plein égale exactement la capacité du cylindre creux, sont suspendus, l'un au-dessous de l'autre, à l'un des plateaux d'une balance hydrostatique (§ 105), et l'on établit l'équilibre à l'aide d'une tare placée dans l'autre plateau. Au-dessous du cylindre plein on dispose, en outre, un vase rempli d'eau qui repose sur le plateau d'une balance Roberval et qui est également équilibré par une tare. Si l'on abaisse alors le fléau de la balance hydrostatique de façon que le cylindre plein suspendu au cylindre creux plonge complètement dans l'eau du vase, l'équilibre est simultanément détruit pour les deux balances ; les fléaux s'inclinent comme si le cylindre avait diminué de poids, et comme si le liquide était, au contraire, devenu plus pesant. Mais on rétablit simultanément l'équilibre des deux balances, en enlevant du vase inférieur, pour le porter dans le cylindre creux, la quantité de liquide qui remplit exactement ce cylindre, c'est-à-dire la quantité de liquide précisément égale à celle que déplace le cylindre plein.

### 103. Equilibre d'un solide plongé dans un liquide. Corps flottants.

— Il résulte de ce qui précède qu'un solide entièrement plongé dans un liquide est soumis à deux forces verticales dirigées en



sens inverse. L'une de ces forces est le poids absolu  $P$  du solide, dirigé de haut en bas et appliqué au centre de gravité du corps immergé; l'autre force est la poussée dirigée de bas en haut, appliquée au *centre de poussée*, c'est-à-dire au centre de gravité du liquide déplacé, et égale au poids absolu  $p = V\delta$  de ce liquide,  $V$  désignant le volume du liquide déplacé,  $\delta$  sa densité absolue (§ 56).

Si le corps considéré est homogène, son centre de gravité coïncide évidemment avec le centre de poussée; dans ce cas, les deux forces  $P$  et  $p$  passent par le même point et sont toujours directement opposées, quelle que soit l'orientation du solide dans le liquide.

Lorsque, par contre, le corps solide est hétérogène, son centre de gravité ne coïncide plus avec le centre de poussée, et les deux forces  $P$  et  $p$ , toujours parallèles l'une à l'autre, peuvent ne pas être d'abord directement opposées. Le solide, soumis ainsi à un couple, tourne alors jusqu'à ce que, les centres de gravité et de poussée étant sur la même verticale, les deux forces  $P$  et  $p$  soient directement opposées.

Tout corps homogène ou hétérogène, immergé dans un liquide, peut donc toujours être considéré comme soumis à l'action de deux forces  $P$  et  $p$  directement opposées. Pour que ce corps soit en équilibre, il est par suite nécessaire que ces forces soient égales; si, au contraire,  $P$  est plus grand ou plus petit que  $p$ , le solide tombera au fond du vase ou s'élèvera vers la surface du liquide.

Ce dernier cas est intéressant à considérer. Le solide, en effet, entraîné par la résultante  $p - P$ , émergera en partie du liquide, ce qui entraînera une diminution de  $p$  puisque le volume du liquide déplacé devient alors moindre. Il arrivera donc un moment où  $p$  deviendra égal à  $P$ , auquel cas le corps, alors dit *flottant*, sera en équilibre.

La recherche des conditions de stabilité de l'équilibre des corps flottants, c'est-à-dire des conditions à réaliser pour qu'un corps flottant, après avoir été écarté de sa position d'équilibre, revienne de lui-même à cette position est une question fort complexe. La difficulté de ces recherches résulte d'ailleurs de ce que, si le corps est écarté de sa position d'équilibre, la forme de la partie immergée change en général, ce qui entraîne un changement de position du centre de poussée.

On appelle *métacentre* le point de rencontre de la droite, sup-



posée fixe dans le corps, qui passe par le centre de gravité et par le centre de poussée considéré lors de la position d'équilibre, avec la verticale menée par la nouvelle position du centre de poussée lorsque le solide a été légèrement écarté de sa position d'équilibre.

Or, on démontre que l'équilibre est stable lorsque, pour tous les petits déplacements que l'on peut imprimer au corps autour de sa position d'équilibre, le métacentre se trouve au-dessus du centre de gravité; par contre, l'équilibre est instable dans le cas contraire. L'équilibre est stable, en particulier, lorsque le centre de gravité se trouve au-dessous du centre de poussée. Ce cas ne peut d'ailleurs être réalisé que pour des corps hétérogènes. On conçoit d'après cela que la stabilité d'un navire, par exemple, sera plus grande si l'on abaisse son centre de gravité en chargeant surtout sa partie inférieure, et si la forme de sa coque est telle que le métacentre s'élève au-dessus du centre de gravité à mesure que le navire s'incline davantage.

## II. — Détermination expérimentale de la densité des solides et des liquides.

104. **Considérations générales.** — Nous avons vu (§ 56) que le poids spécifique relatif ou la densité relative  $D$  d'un corps à la température  $t$  est le rapport du poids  $P$  de ce corps au poids  $P'$  d'un volume d'eau distillée, à  $4^\circ$ , égal au volume  $V$  du corps à  $t^\circ$ . Le poids  $P'$  de cette eau distillée à  $4^\circ$  étant exprimé par le même nombre que son volume  $V$ , on peut écrire :

$$D = \frac{P}{P'} = \frac{P}{V}.$$

Comme il est difficile de réaliser rigoureusement, pour la masse d'eau dont on doit déterminer le poids  $P'$  ou le volume  $V$ , la température de  $4^\circ$ , on détermine par l'expérience le poids  $P$  d'un volume  $V$  du corps à la température  $t$  (température ambiante ou température  $0^\circ$ ) et le poids  $P_1$  d'un même volume d'eau à la même température  $t$ . Si  $\delta$  est la densité de l'eau à  $t^\circ$ , on a alors :

$$D = \frac{P}{V} \quad \text{et} \quad \delta = \frac{P_1}{V};$$

de ces deux égalités on tire :

$$D = \frac{P}{P_1} \delta.$$



D'après cela, pour avoir le poids spécifique d'un corps à  $t^{\circ}$ , il suffit de déterminer, avec une balance, le poids  $P$  de ce corps et le poids  $P_1$  d'un volume d'eau distillée à  $t^{\circ}$  égal au volume du corps à la même température, puis de multiplier le rapport  $\frac{P}{P_1}$  par la densité  $\delta$  de l'eau distillée, à  $t^{\circ}$ ; cette densité a été déterminée une fois pour toutes, pour les températures comprises entre  $-9$  et  $+100$ .

On est convenu, pour comparer les densités des corps, de les rapporter à la température de  $0^{\circ}$ . Lorsque d'ailleurs les déterminations expérimentales ont été faites, ainsi que nous venons de le dire, à une température  $t$ , il est facile d'en déduire la densité à  $0^{\circ}$  au moyen de formules dont il sera question dans le livre consacré à la Chaleur.

Remarquons encore que, le principe d'Archimède étant, comme nous le montrerons plus loin, applicable aux gaz, la pression exercée par un corps sur le plateau d'une balance est égale à la différence  $P-p$  entre le poids réel  $P$  de ce corps et la poussée  $p$  du gaz ambiant; il faut donc évaluer cette poussée dans chaque cas si l'on veut déterminer avec une balance les valeurs exactes,  $P$  et  $P_1$ , des poids relatifs du corps et de l'eau. Nous n'indiquerons que plus tard (voy. Chaleur) comment on peut effectuer cette correction, qui est d'ailleurs négligeable dans les pesées relatives à la densité des solides et des liquides.

Les méthodes employées pour la détermination des densités des solides et des liquides sont fort nombreuses. Nous exposerons ici les principales.

**105. Méthode de la balance hydrostatique.** — La balance hydrostatique (fig. 51) est une balance ordinaire dont le fléau peut être élevé ou abaissé en même temps que son plan d'appui au moyen d'une crémaillère  $a$ ; en outre, les plateaux, assez élevés au-dessus du socle, sont munis à leur face inférieure d'un petit crochet auquel on peut suspendre les corps à peser.

*Cas des solides insolubles dans l'eau.* — On suspend le corps, par un fil très fin (fig. 52), à l'un des plateaux de la balance hydrostatique et l'on établit l'équilibre au moyen d'une tare placée sur l'autre plateau. On fait alors plonger le corps dans l'eau distillée (fig. 53) dont on note la température  $t^{\circ}$ , et l'on rétablit l'équilibre au moyen d'un poids  $P_1$  placé sur le plateau auquel le corps est suspendu. Ce poids  $P_1$  mesure la poussée éprouvée par le corps ou,



d'après le principe d'Archimède, le poids d'un volume d'eau distillée, à  $t^{\circ}$ , égal au volume du corps, lequel est à  $t^{\circ}$  comme l'eau qui l'entoure. On retire ensuite le poids  $P_1$  du plateau, on enlève le corps, mais en laissant le fil, et l'on détermine le poids  $P$  néces-

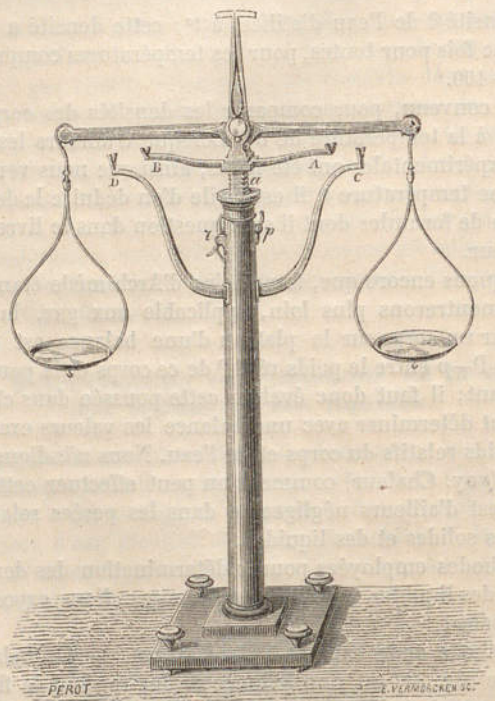


Fig. 51. — Balance hydrostatique.

saire pour équilibrer la tare; ce poids représente le poids du corps, dont la densité à  $t^{\circ}$  est donc (§ 104) :

$$D_t = \frac{P}{P_1} \delta,$$

en appelant  $\delta$  la densité de l'eau à  $t^{\circ}$ .

*Cas des liquides.* — On suspend au-dessous de l'un des plateaux un plongeur (fig. 54) constitué par un tube de verre lesté avec du

mercure et fermé à la lampe. On équilibre ce plongeur avec une



Fig. 52. — Tare du corps dans l'air.

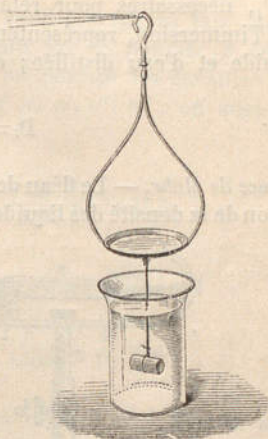


Fig. 53. — Détermination du poids de l'eau déplacée par le corps.

tare, on le fait plonger successivement dans le liquide dont on

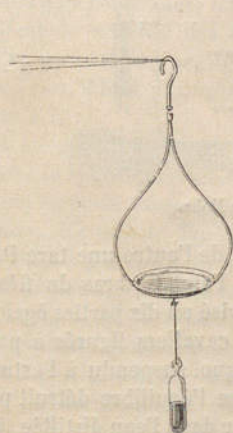


Fig. 54. — Tare du plongeur dans l'air.

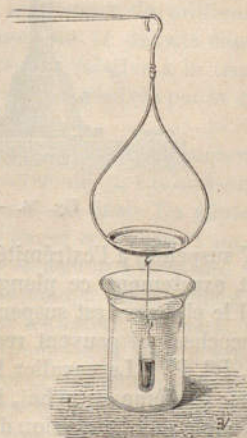


Fig. 55. — Détermination du poids de l'eau ou du liquide déplacé par le plongeur.

veut déterminer la densité (fig. 55), puis dans l'eau distillée que



nous supposons à la même température  $t^{\circ}$  que le liquide. Les poids  $P$  et  $P_1$ , nécessaires pour rétablir chaque fois l'équilibre rompu lors de l'immersion, représentent les poids à  $t^{\circ}$  de volumes égaux de liquide et d'eau distillée; on a donc pour la densité cherchée :

$$D_t = \frac{P}{P_1} \delta.$$

*Balance de Mohr.* — Le fléau de cette balance, destinée à la détermination de la densité des liquides (fig. 56), porte, d'un côté un plon-

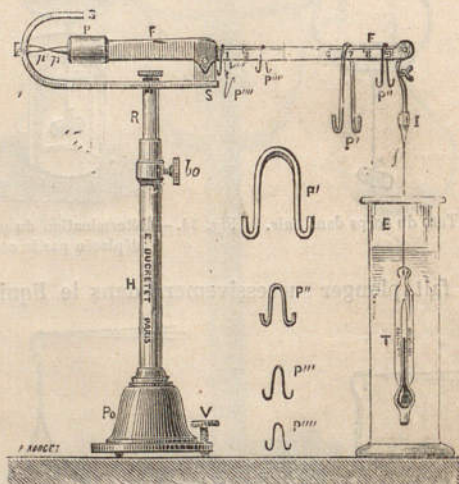


Fig. 56. — Balance de Mohr.

geur  $T$  suspendu à l'extrémité d'un fil  $f$ , de l'autre une tare  $P$  équilibrant exactement ce plongeur dans l'air. Le bras du fléau  $FF$  auquel le plongeur est suspendu est divisé en dix parties égales par dix encoches qui peuvent recevoir les cavaliers figurés à part en  $P'$ ,  $P''$ ,  $P'''$ ,  $P''''$ . Le cavalier  $P'$  est tel que, suspendu à l'extrémité du fléau (dixième encoche), il rétablit l'équilibre détruit par la poussée lors de l'immersion du plongeur dans l'eau distillée, à  $15^{\circ}$ : son poids  $x$ , qu'il est du reste inutile de connaître, est donc égal au poids  $P_1$  de l'eau, à  $15^{\circ}$ , déplacée par le flotteur. On a par suite:

$$x = P_1. \quad (1)$$

Les poids des cavaliers  $P'$ ,  $P''$  et  $P'''$  sont égaux à  $\frac{x}{10}$ ,  $\frac{x}{100}$  et  $\frac{x}{1000}$ .

Si l'on immerge le plongeur, équilibré par sa tare, dans un liquide à  $15^\circ$ , l'équilibre sera détruit par la poussée  $P$  due à ce liquide, mais on pourra le rétablir en plaçant les cavaliers  $P'$ ,  $P''$ ,  $P'''$ ,  $P''''$  sur les encoches de rang  $n$ ,  $n'$ ,  $n''$ ,  $n'''$ ; on aura alors, d'après la théorie du levier :

$$xn + \frac{x}{10}n' + \frac{x}{100}n'' + \frac{x}{1000}n''' = 10P. \quad (2)$$

Des équations (1) et (2) on tire :

$$\frac{n}{10} + \frac{n'}{100} + \frac{n''}{1000} + \frac{n'''}{10000} - \frac{P}{P_1} = d.$$

Il suffit donc, pour déterminer la densité d'un liquide avec la balance de Mohr, d'immerger le flotteur dans ce liquide à  $15^\circ$  et de lire les numéros  $n$ ,  $n'$ ,  $n''$ ,  $n'''$  des encoches dans lesquelles il faut placer les cavaliers  $P'$ ,  $P''$ ,  $P'''$ ,  $P''''$  pour rétablir l'équilibre; le premier de ces nombres donne le nombre de dixièmes, le second le nombre de centièmes, le troisième le nombre de millièmes, le quatrième le nombre des dix-millièmes de la densité cherchée.

Si l'on ne veut pas négliger la correction relative à la température de l'eau, il faut multiplier la valeur ainsi trouvée par la densité de l'eau à  $15^\circ$ .

Avec les quatre cavaliers  $P'$ ,  $P''$ ,  $P'''$ ,  $P''''$ , on ne peut déterminer une densité supérieure à 1,111 qui correspond au cas où les quatre cavaliers seraient suspendus à l'extrémité du fléau. En général on a recours, dès que le liquide est plus dense que l'eau, à un cavalier de même poids que  $P'$  qu'on laisse suspendu à demeure à l'extrémité du fléau; on opère alors comme dans le cas précédent, mais il faut ajouter 1 à la valeur fournie par les autres cavaliers.

106. **Méthode du flacon.** — Cette méthode est la plus exacte. Les flacons à densité ont des formes diverses; celui de la figure 57 peut servir également pour les solides et pour les liquides. Il se compose d'un ballon  $A$  dont le goulot  $c$ , assez large, est usé à l'émeri. A ce goulot s'adapte exactement un tube effilé en son milieu et présentant, sur la partie capillaire, un trait de repère  $o$ . Enfin un bouchon  $d$  sert à fermer hermétiquement le tube que nous venons de



décrire et à empêcher l'évaporation du liquide contenu dans le flacon.

*Cas des solides insolubles dans l'eau.* — On remplit le flacon d'eau distillée ; si l'on enfonce alors le tube effilé, l'eau que ce tube déplace s'élève dans l'étranglement et dépasse en général le trait de repère ; on plonge le flacon dans la glace fondante et lorsqu'on juge que toute la masse liquide a pris la température 0, on ramène le niveau liquide au trait de repère en enlevant l'excès d'eau au moyen de papier buvard. Un flacon ainsi rempli d'eau à 0° revient peu à peu, quand on le sort de la glace, à la température ambiante, et le liquide qu'il renferme se loge, lorsqu'il se dilate, dans la partie supérieure du tube effilé. Le flacon renferme toujours ainsi, quelle que soit sa température finale, une quantité de liquide égale au volume  $V$  à 0° de ce flacon jusqu'au trait de repère.



Fig. 37. — Flacon à densité.

Le flacon, ainsi rempli d'eau à 0°, est placé, après qu'il a été séché et qu'il est revenu à la température ambiante (ce qui évite le dépôt de rosée pendant les pesées à effectuer) sur le plateau de la balance, à côté du corps dont on veut déterminer la densité. On fait alors la tare du flacon et du corps ; puis on enlève le corps et on le remplace par des poids marqués qui font connaître, lorsque l'équilibre est rétabli, le poids  $P$  du corps obtenu par double pesée. On introduit ensuite le corps dans le flacon, ce qui fait sortir une certaine quantité de liquide, et l'on place le flacon sous le récipient de la machine pneumatique de manière à chasser les bulles d'air qui ont pu être entraînées par le corps. Le flacon est de nouveau porté dans la glace fondante et rempli d'eau à 0° comme précédemment. Le volume de l'eau à 0° est alors égal au volume  $V$  du flacon limité au point de repère, diminué du volume d'eau déplacé par le corps, c'est-à-dire du volume  $v$  du corps à 0°. Lorsqu'on reporte ensuite le flacon, ramené à la température ambiante et bien essuyé, sur le plateau de la balance, il faut donc, pour faire équilibre à la tare restée dans l'autre plateau, placer à côté du flacon des poids  $P_1$  qui représentent le poids d'un volume d'eau à 0° égal au volume du corps à la même température.

La densité  $D_0$  du corps à  $0^\circ$  est alors :

$$D_0 = \frac{P}{P_1} \delta.$$

*Cas des liquides.* — On place sur le plateau de la balance le flacon rempli à  $0^\circ$  du liquide dont on veut déterminer la densité, puis ramené à la température ambiante et séché. On fait la tare, on vide le flacon, on le sèche et on le reporte sur la balance; les poids  $P$  nécessaires pour rétablir l'équilibre donnent le poids du volume de liquide qui remplit le flacon à  $0^\circ$ . On détermine de même le poids  $P_1$  de l'eau qui remplit le flacon à  $0^\circ$ . La densité du liquide à  $0^\circ$  est alors donnée par la formule :

$$D_0 = \frac{P}{P_1} \delta,$$

dans laquelle  $\delta$  représente la densité de l'eau distillée à  $0^\circ$ .

107. **Corps solides solubles dans l'eau.** — On détermine, soit par la méthode de la balance hydrostatique, soit par la méthode du flacon, les poids  $P$  et  $P'$  de volumes  $V$ , égaux à la même température  $t$ , du solide et d'un liquide  $A$  dans lequel ce solide n'est pas soluble; puis on détermine la densité du liquide  $A$  par rapport à l'eau. Cette dernière densité est :

$$d = \frac{P'}{P_1} \delta,$$

si l'on représente par  $P_1$  le poids d'un volume d'eau à  $t^\circ$  égal au volume  $V$  et par  $\delta$  la densité de l'eau à  $t^\circ$ . D'autre part, la densité cherchée  $D$  est donnée par l'égalité :

$$D = \frac{P}{P_1} \delta,$$

qui peut s'écrire:  $D = \frac{P}{P'} \times \frac{P'}{P_1} \delta = \frac{P}{P'} d.$

La densité cherchée  $D$  est donc égale au produit de la densité  $\frac{P}{P'}$  du corps relativement au liquide choisi, par la densité de ce liquide relativement à l'eau.

108. **Méthode des aréomètres.** — Les *aréomètres* sont des flotteurs lestés de façon à se tenir en équilibre stable dans les liquides au sein desquels on les plonge. Leur emploi pour la détermination



des densités est basé sur ce fait (§ 103) que tout corps flottant éprouve, de la part du liquide sur lequel il flotte, une poussée égale à son propre poids.

Les aréomètres sont de diverses sortes. Avec les uns, appelés aréomètres à *volume constant*, mais à *poids variable*, et destinés à la détermination de la densité des liquides, on donne successivement à l'instrument les poids nécessaires pour qu'il s'enfonce toujours de la même quantité, d'une part, dans le liquide dont on veut déterminer la densité, d'autre part, dans l'eau distillée; ces poids sont les poids de volumes égaux de liquide et d'eau, et leur rapport fait connaître la densité du liquide. Avec les autres, désignés sous le nom d'aréomètres à *poids constant*, mais à *volume variable*, et destinés encore à la détermination de la densité des liquides, on cherche les volumes que déplace l'instrument lorsqu'il se tient en équilibre dans le liquide, puis dans l'eau; ces volumes d'eau et de liquide ayant même poids que le flotteur, il est possible de déduire de leur rapport le rapport des poids de volumes égaux de liquide et d'eau. Enfin certains aréomètres sont à la fois à *poids* et à *volume variables*. Tel est l'aréomètre de Nicholson, que l'on range généralement parmi les aréomètres à volume constant, et qui est destiné à la mesure des densités des solides; tel est aussi le densimètre de Rousseau qui peut servir à mesurer les densités des liquides et des solides. Ces aréomètres ne sont autre chose que des instruments destinés à évaluer des poids.

La méthode des aréomètres n'est pas susceptible d'autant de précision que les méthodes précédentes; aussi négligerons-nous la correction relative à la température de l'eau, correction qui se ferait, du reste, comme nous l'avons indiqué ci-dessus.

*Aréomètre de Nicholson.* — Cet aréomètre, qui sert à déterminer la densité des solides, est constitué (fig. 58) par un cylindre creux B en laiton; ce cylindre est muni, à sa partie inférieure, d'un petit panier conique C contenant de la grenaille de plomb destinée à lester l'instrument, à sa partie supérieure, d'une tige mince portant un trait de repère *o* et terminée par un plateau A.

Pour faire une détermination, on opère de la façon suivante. On plonge l'aréomètre dans l'eau distillée, on place le corps sur le plateau (fig. 59) et l'on ajoute à côté de lui une tare suffisante pour que l'appareil s'enfonce jusqu'au trait de repère; on a alors établi l'*affleurement*. On enlève ensuite le corps du plateau et on le remplace par des poids marqués P jusqu'à ce que l'*affleurement*

soit rétabli; ces poids P représentent évidemment le poids du corps obtenu par double pesée.

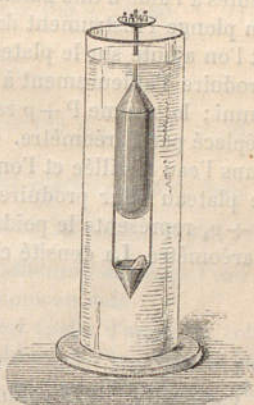
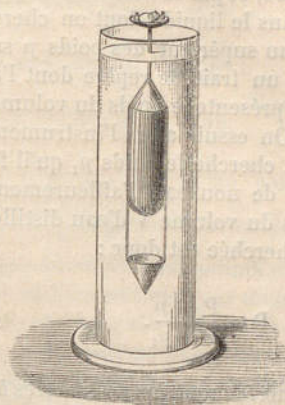


Fig. 58. — Aréomètre de Nicholson.

Fig. 59. — Détermination du poids du corps dans l'air.

Fig. 60. — Détermination du poids de l'eau déplacée par le corps.

Ceci fait, on laisse seulement la tare sur le plateau, et l'on place le corps dans le panier inférieur (fig. 60). Pour obtenir de nouveau l'affleurement, il faut maintenant placer sur le plateau des poids  $P_1$  qui représentent le poids du liquide déplacé par le corps, c'est-à-dire le poids d'un volume d'eau égal au volume du corps.

La densité cherchée est donc :

$$D = \frac{P}{P_1}$$

Dans le cas où le corps est plus léger que l'eau, on le place au-dessous du panier C, que l'on a préalablement retourné, en ayant soin de ne pas emprisonner de bulles d'air.

*Aréomètre de Fahrenheit.* — C'est un aréomètre à volume constant destiné à la mesure des densités des liquides. Il a une forme analogue (fig. 61) à celle de l'aréomètre de Nicholson, mais il est en verre, ce qui permet

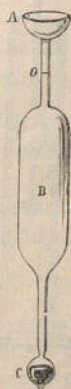


Fig. 61. — Aréomètre de Fahrenheit.



de l'immerger dans les liquides capables d'attaquer les métaux.

Le poids  $P$  de l'aréomètre ayant été déterminé une fois pour toutes à l'aide d'une balance, et par la méthode de la double pesée, on plonge l'instrument dans le liquide dont on cherche la densité et l'on ajoute sur le plateau supérieur des poids  $p$  suffisants pour produire l'affleurement à un trait de repère dont l'aréomètre est muni; la somme  $P + p$  représente le poids du volume  $V$  de liquide déplacé par l'aréomètre. On essuie alors l'instrument, on le porte dans l'eau distillée et l'on cherche le poids  $p_1$  qu'il faut placer sur le plateau pour produire de nouveau l'affleurement; la somme  $P + p_1$  représente le poids du volume  $V$  d'eau distillée déplacé par l'aréomètre. La densité cherchée est donc :

$$D = \frac{P + p}{P + p_1}.$$

*Volumètres.* — Les volumètres sont des aréomètres à poids constant qui permettent, grâce à une graduation préalable, de déterminer par une seule immersion la densité d'un liquide; ils sont constitués par des flotteurs en verre (fig. 62) lestés avec du mercure, renflés vers leur partie inférieure et surmontés, à leur partie supérieure, d'une tige supposée exactement cylindrique et munie d'une graduation établie comme il va être dit.

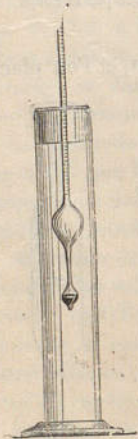


Fig. 62. — Volumètre.

Suivant que le volumètre est destiné à être plongé dans des liquides plus denses ou moins denses que l'eau, on le leste de manière que, plongé dans l'eau distillée, il s'enfonce jusqu'à la partie supérieure, ou, au contraire, jusqu'à la partie inférieure de la tige; dans les deux cas on marque 100 au point d'affleurement.

On plonge alors l'instrument, après l'avoir essuyé, dans un liquide dont la densité, déterminée par une autre méthode, est  $\frac{5}{4}$  dans le premier cas,  $\frac{4}{5}$  dans

le second et l'on note le nouveau point d'affleurement. Le poids de l'eau ou du liquide déplacé étant, à chaque affleurement, égal au poids de l'aréomètre, si l'on représente par 100 le volume immergé dans l'eau distillée, dont la densité est

égale à 1, le volume  $v$  immergé dans le liquide sera donné, dans le premier cas, par l'égalité :

$$100 \times 1 = v \times \frac{5}{4}, \quad \text{d'où : } v = 100 \times \frac{4}{5} = 80, \quad (1)$$

et, dans le second cas, par l'égalité :

$$100 \times 1 = v \times \frac{4}{5}, \quad \text{d'où : } v = 100 \times \frac{5}{4} = 125. \quad (2)$$

On marque alors 80 ou 125 au point d'affleurement dans le liquide de densité  $\frac{5}{4}$  ou  $\frac{4}{5}$ , on divise en 20 ou 25 parties égales l'intervalle compris entre les deux points d'affleurement dans l'eau et dans le liquide et l'on prolonge ces divisions au delà.

Chacune des divisions ainsi obtenues est égale, d'après les relations (1) et (2), à la centième partie du volume de l'instrument jusqu'au point d'affleurement dans l'eau où est marqué le point 100. Par suite, si le volumètre, plongé dans un liquide de densité inconnue  $x$ , s'enfonce jusqu'à la division  $n$ , le volume immergé est mesuré par  $n$  et le poids du liquide déplacé, poids égal à celui du volumètre, est donné par le produit  $nx$ . On a donc :

$$100 \times 1 = nx, \quad \text{d'où : } x = \frac{100}{n}.$$

Les liquides de densité  $\frac{4}{5}$  et  $\frac{5}{4}$ , qui servent à la graduation, sont, l'un, un mélange hydro-alcoolique à 97° centésimaux (§ 109), l'autre, un mélange de 33 grammes d'acide sulfurique concentré avec 67 grammes d'eau.

*Densimètres.* — Ce sont des volumètres sur la graduation desquels on a inscrit (fig. 63), en face des divisions volumétriques 100,  $n$ ,  $n'$ , ..., les quotients correspondants  $\frac{100}{100}$ ,  $\frac{100}{n}$ ,  $\frac{100}{n'}$ , ... Le nombre de la nouvelle graduation, inscrit sur l'échelle au niveau du point d'affleurement du densimètre dans un liquide, indique donc directement la densité de ce liquide.

Les volumètres et les densimètres sont, pour une même capacité de la partie renflée, d'autant plus sensibles que leur tige est plus grêle, puisque la longueur de la tige qui correspond à un même volume est alors d'autant plus grande. Mais on ne peut donner à



la tige une trop grande longueur sans compromettre la solidité de l'instrument. Aussi a-t-on construit des densimètres à échelles fractionnées dont la tige, grêle et relativement courte, ne présente qu'un petit nombre de divisions densimétriques ; chacun de ces instruments n'est donc utilisable que dans des limites restreintes.

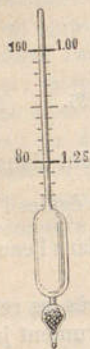


Fig. 63. — Densimètre présentant les indications volumétriques et densimétriques.

Tels sont les *uro-densimètres* et *lacto-densimètres* dont on se sert en clinique ou en hygiène pour constater les variations de densité de l'urine et du lait, variations, qui, pour chacun de ces liquides, ne sont jamais considérables.

Il faut remarquer encore que la sensibilité des densimètres et des volumètres est limitée par les actions moléculaires qui s'exercent au niveau du point d'affleurement entre la tige de l'instrument et le liquide ; ces actions, sur lesquelles nous reviendrons dans la suite, dépendent de la nature du liquide et combinent leurs effets avec celui de la poussée pour régler la position d'équilibre de l'instrument.

*Aréomètres de Baumé et de Cartier.* — Ce sont des volumètres dont la graduation est arbitraire et qui ne sont guère utilisés que pour vérifier dans le commerce le degré de concentration de certains liquides.

Les aréomètres de Baumé sont gradués de deux façons différentes, suivant qu'ils sont destinés aux liquides plus ou moins denses que l'eau. Ces deux graduations n'ont même pas une origine commune.

Les aréomètres pour liquides plus denses, *pèse-acides*, *pèse-sirops*, *pèse-sels*, etc., s'enfoncent, dans l'eau distillée et à la température de 12°5, jusqu'à la partie supérieure de leur tige, point où l'on marque 0 ; on marque 15 au point d'affleurement dans une solution, à 12°5, de 15 parties de sel marin desséché dans 85 parties d'eau ; on divise l'intervalle de 0 à 15 en 15 parties égales et l'on prolonge les divisions jusqu'à la partie inférieure de la tige. Pour les aréomètres destinés aux liquides moins denses que l'eau, *pèse-esprits*, *pèse-liqueurs*, etc., on marque 0 au point d'affleurement, situé au bas de la tige, dans une solution de 10 parties de sel marin desséché pour 90 parties d'eau, et l'on marque 40 au point d'affleurement dans l'eau distillée, à 12°5. L'intervalle entre

0 et 10 est divisé en 10 parties égales et les divisions sont continuées jusqu'au sommet de la tige.

La graduation de l'aréomètre de Cartier est en quelque sorte plus arbitraire encore que celle de l'aréomètre de Baumé.

Il est toutefois possible de déduire la densité d'un liquide des indications d'un aréomètre à échelle arbitraire, tel que ceux de Baumé ou de Cartier ; il suffit pour cela de connaître les divisions d'affleurement  $n$  et  $n'$  dans deux liquides A et B de densités connues  $d$  et  $d'$ .

Soient, en effet,  $V$  le volume de l'instrument jusqu'au 0 de la graduation et  $v$  le volume d'une division. Le poids de l'instrument étant invariable, les poids des deux volumes de liquide déplacés sont égaux ; or ces volumes sont  $V + nv$  pour le liquide A,  $V + n'v$  pour le liquide B et l'on a :

$$(V + nv)d = (V + n'v)d',$$

d'où :

$$\frac{V}{v} = \frac{n'd' - nd}{d - d'}.$$

Si l'un des liquides est l'eau, la densité correspondante  $d'$  est égale à 1 et il vient :

$$\frac{V}{v} = \frac{n' - nd}{d - 1}. \quad (1)$$

Soit dès lors  $N$  le point d'affleurement de l'instrument dans un liquide de densité inconnue  $x$  ; on aura :

$$(V + Nv)x = (V + nv)d,$$

d'où :

$$x = \frac{V + nv}{V + Nv} d = \frac{\frac{V}{v} + n}{\frac{V}{v} + N} d, \quad (2)$$

formule dans laquelle il suffira de remplacer  $\frac{V}{v}$  par sa valeur tirée de (1) pour pouvoir calculer  $x$ .

Les nombres  $n, n', N$  doivent être considérés comme positifs s'ils sont au-dessus du 0, comme négatifs s'ils sont au-dessous.

Dans le cas des aréomètres de Baumé, la formule (2) devient, par suite des valeurs particulières présentées alors par  $n, n'$  et  $d$  :

$$x = \frac{144.3}{144.3 - N},$$



pour les liquides plus denses que l'eau, et

$$x = \frac{128}{118 + N},$$

pour les liquides moins denses que l'eau.

On a d'ailleurs construit des tables qui donnent les densités correspondant à chacun des degrés de ces aréomètres.

109. **Alcoomètre centésimal.** — On appelle ainsi un aréomètre à poids constant destiné à faire connaître la quantité d'alcool contenue dans un mélange d'alcool et d'eau. L'instrument est lesté de telle sorte que, plongé dans l'eau distillée à 15°, il s'enfonce jusqu'à la partie inférieure de la tige, point où l'on marque 0.

L'alcoomètre de Gay-Lussac (fig. 64) est gradué au moyen d'une série de mélanges obtenus en prenant successivement 5, 10, 15... 100 centimètres cubes d'alcool absolu et ajoutant chaque fois assez d'eau pour que le mélange occupe 100 centimètres cubes. Aux points d'affleurement de l'alcoomètre dans ces divers mélanges, on marque 5, 10, 15... 100. Bien que les intervalles ainsi déterminés ne soient pas égaux, et l'on admet, ce qui n'est pas loin de la vérité, que les divisions ainsi obtenues sont celles où affleurerait l'instrument dans des mélanges intermédiaires aux précédents et préparés d'après la même règle que ceux-ci.

Toutes ces opérations doivent d'ailleurs être faites à la température de 15°.

Par suite de son mode de graduation, l'instrument, lorsqu'il affleure dans un mélange d'alcool et d'eau à la division 80, par exemple, indique bien que 100 centimètres cubes du mélange contiennent 80 centimètres cubes d'alcool absolu; mais à cause de la contraction du volume qui se produit lorsqu'on mélange l'alcool à l'eau, contraction variable d'ailleurs avec la proportion de l'alcool dans le mélange, l'alcoomètre de Gay-Lussac ne fournit aucune indication



Fig. 64. — Alcoomètre de Gay-Lussac.



relativement au volume de l'eau que le mélange contient.

Pour remédier à cet inconvénient, Lejeune a doté l'instrument d'une échelle à indications pondérales; à cet effet, il mélange successivement 5, 10, 15... 95, 100 grammes d'alcool absolu avec 95, 90, 85... 5, 0 grammes d'eau, et marque 5, 10,... aux points d'affleurement successifs de l'alcoomètre. Toutes ces opérations doivent être faites à 15°. Quelle que soit la contraction en volume subie par le mélange, le poids de celui-ci sera toujours de 100 grammes; l'alcoomètre, muni de cette échelle pondérale, fait donc connaître simultanément le poids d'eau et le poids d'alcool absolu contenus dans 100 grammes de mélange. Or c'est là une indication nécessaire pour opérer sans tâtonnements le mouillage d'un alcool, en vue par exemple d'une préparation pharmaceutique, c'est-à-dire pour déterminer la quantité d'eau qu'il faut ajouter à un certain volume d'alcool de titre connu afin d'obtenir un volume donné d'alcool à un titre déterminé. L'échelle à indications pondérales est donc préférable à l'échelle volumétrique de Gay-Lussac.

Si le mélange alcoolique dont on détermine le titre est à une température supérieure ou inférieure à 15°, sa densité sera inférieure ou supérieure à celle qu'il aurait à la température de graduation; par suite, l'alcoomètre, quelle que soit l'échelle dont il est muni, indiquera une richesse alcoolique trop forte ou trop faible. Mais il existe des tables numériques, établies par l'expérience, qui permettent d'opérer à une température quelconque et de déduire des indications trouvées la richesse alcoolique vraie à 15°.

Les indications de l'alcoomètre ne sont exactes que pour des mélanges d'alcool et d'eau; la présence d'autres liquides, ou de substances solides dissoutes dans le mélange, change la densité de celui-ci et fausse les indications de l'instrument.

110. **Densimètre Rousseau.** — C'est un aréomètre à volume et à poids variable destiné à la détermination de la densité de liquides dont on ne possède qu'une faible quantité, cas qui se présente dans un certain nombre de recherches physiologiques.

Le densimètre de Rousseau (fig. 65) est muni d'un petit réservoir C que l'on peut placer au-dessus de la tige. Suivant que l'instrument est destiné à déterminer la densité de liquides plus lourds ou plus légers que l'eau, on le leste de telle sorte que, plongé dans l'eau distillée après addition de un centimètre cube d'eau dans le réservoir C, il s'enfonce jusqu'à la partie inférieure ou supérieure



de la tige; on marque 100 à ce point d'affleurement. On ajoute alors un second centimètre cube d'eau dans le réservoir C, ou l'on vide au contraire ce réservoir. Dans le premier cas, le densimètre s'enfonce de façon à déplacer un centimètre cube d'eau de plus et l'on marque 200 au point d'affleurement; dans le second cas, le densimètre se soulève de façon à déplacer un centimètre cube d'eau de moins et au nouveau point d'affleurement on marque 0. Si l'on divise chaque fois en 100 parties égales la portion de tige cylindrique comprise entre les deux points d'affleurement, chaque division correspondra à un volume de 0.01 de centimètre cube, c'est-à-dire à 10 millimètres cubes; par suite, chaque fois que l'instrument s'enfoncera ou se soulèvera d'une division, il déplacera 10 millimètres cubes de plus ou de moins, ce qui montre que son poids aura augmenté ou diminué de 0<sup>sr</sup>.01.



Fig. 65. — Densimètre de Roussseau.

Pour trouver la densité d'un liquide quelconque, on plonge l'instrument dans l'eau distillée et l'on verse un centimètre cube du liquide dans le réservoir C au moyen de la pipette *p*. Si l'instrument affleure alors à la division *n*, cela veut dire que un centimètre cube de liquide pèse 0<sup>sr</sup>.01 × *n* et que la densité est donc :

$$\frac{0.01 \times n}{1} = 0.01n.$$

Il est facile de rendre cet instrument apte à déterminer la densité d'un solide. Il suffit pour cela, comme l'ont fait Monoyer et Pâquet, de munir le réservoir C d'une graduation, de telle sorte que, après y avoir versé un centimètre cube d'eau et y avoir plongé un fragment du corps, on puisse évaluer, par l'élévation du niveau de l'eau, le volume du fragment. Le poids du corps est d'ailleurs donné en centigrammes, comme précédemment, par le numéro de la division à laquelle affleure alors le densimètre.

111. **Méthode des vases communicants pour comparer les densités des liquides.** — Cette méthode permet de déterminer très facilement le rapport des densités de deux liquides non miscibles.

On verse d'abord dans les vases communicants (fig. 66) le liquide



le plus dense, puis, dans l'une des branches, le liquide le plus léger. Lorsque les liquides sont en équilibre, deux éléments égaux de surface  $s$ , pris dans chacune des branches sur le plan horizontal  $DD'$  (surface de niveau) qui passe par la surface de séparation des deux liquides, doivent supporter la même pression. On a donc :

$$shd = sh'd',$$

d'où :

$$\frac{d}{d'} = \frac{h'}{h},$$

$h$  et  $h'$  étant les hauteurs des deux colonnes liquides au-dessus du plan horizontal  $DD'$ ,  $d$  et  $d'$  les densités des deux liquides.

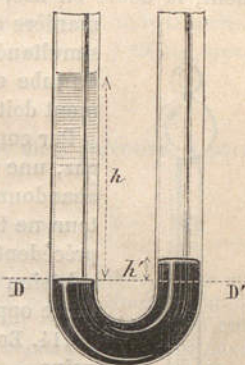


Fig. 66. — Méthode des vases communicants pour comparer les densités des liquides.

## CHAPITRE II

### HYDRODYNAMIQUE

112. **Objet de l'hydrodynamique.** — L'hydrodynamique est l'étude des liquides en mouvement, que ces mouvements soient dus à l'action de la pesanteur seule ou que d'autres causes viennent s'ajouter à la pesanteur pour les produire ou les modifier.

113. **Chute des liquides. Marteau d'eau.** — La pesanteur exerçant son action sur toutes les molécules d'un liquide, on conçoit que les lois de la chute des liquides dans le vide soient exactement les mêmes que celles que nous avons établies pour les solides. Si donc on abandonne une masse liquide, dans le vide, à l'action de la pesanteur, toutes ses molécules devront tomber avec la même vitesse  $v = gt$  et devront, par suite, conserver pendant la chute leur position respective, comme si elles faisaient partie d'un solide ; c'est ce que l'on peut vérifier à l'aide d'un *marteau d'eau*, tube de verre (fig. 67) terminé à l'une de ses extrémités par une boule. Ce tube, après avoir été rempli d'eau aux deux tiers, est porté à 100°, de manière que tout l'air qu'il contient soit chassé par les vapeurs formées, puis scellé à la lampe.



L'appareil étant ainsi préparé, si l'on tient le tube verticalement, la boule en bas, puis qu'on le retourne brusquement, de manière que toute la masse liquide soit entraînée simultanément, ce liquide tombe en bloc au fond du tube en produisant un bruit sec auquel l'instrument doit son nom.



Fig. 67. — Marteau d'eau.

Par contre, lorsque la chute a lieu au sein d'un gaz, une masse liquide dont toutes les parties sont abandonnées simultanément à l'action de la pesanteur ne tombe plus en bloc, comme dans le cas précédent, mais se fragmente par suite de la faible cohésion qui réunit ses molécules et de la résistance opposée par le milieu gazeux.

**114. Ecoulement des liquides. Discontinuité de la veine.** — Cette division d'une masse liquide en mouvement se produit, en particulier, lorsqu'un liquide s'écoule par un orifice pratiqué dans le fond horizontal du vase qui le contient.

Le jet ou la *veine* liquide qui tombe ainsi verticalement est sensiblement cylindrique à partir d'une faible distance de l'orifice.

Cette veine, limpide à sa partie supérieure, se trouble à une distance de l'orifice qui dépend des conditions de l'expérience, et l'on peut, par divers procédés sur lesquels nous ne pouvons insister ici, reconnaître qu'elle est alors discontinue et constituée par une infinité de gouttelettes liquides qui changent constamment de forme et peuvent même se disposer très régulièrement sous l'influence de vibrations communiquées à la veine.

La division du liquide en gouttelettes n'est pas alors due seulement à la résistance de l'air.

Remarquons d'abord, en effet, que lorsqu'une tranche liquide se présente à l'orifice et commence à tomber en chute libre, elle subit l'action hydrostatique due au poids de la colonne liquide qui la surmonte. Elle reçoit donc, du fait de cette pression, une impulsion qui lui communique une vitesse initiale dont l'effet s'ajoute à ceux que la pesanteur va produire. Cette vitesse, dont nous indiquerons la valeur dans le paragraphe suivant, sera constante ou décroissante pour les tranches liquides successives qui traversent l'orifice, suivant que la hauteur du liquide au-dessus de l'orifice est elle-même constante ou variable pendant la durée de l'écoulement.

Supposons que, par un artifice quelconque, on maintienne cons-

tante la hauteur du liquide <sup>(1)</sup>, et par suite la vitesse initiale  $v_0$  des diverses tranches. Soient dès lors deux tranches A et B qui franchissent l'orifice à une seconde d'intervalle. Au moment où la tranche B se présente à l'orifice, la tranche A a déjà parcouru (§ 69) un espace

$$e = v_0 + \frac{1}{2}g.$$

Une seconde après, cette même tranche aura parcouru, à partir de l'orifice, un espace vertical

$$e' = 2v_0 + \frac{1}{2}g \times 4 = 2v_0 + 2g.$$

(1) On peut obtenir la constance de l'action hydrostatique et par suite de la vitesse d'écoulement en faisant usage du *vase de Mariotte* (fig. 68). On appelle ainsi un vase percé d'un orifice en mince paroi O et muni d'un goulot fermé par un bouchon à travers lequel passe un tube ouvert dont l'extrémité inférieure est à une hauteur  $h$  au-dessus de l'orifice O. Si, le vase étant plein de liquide, on y introduit le bouchon muni de

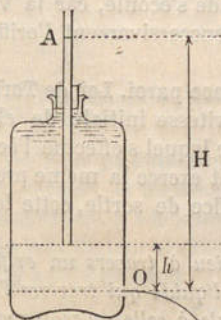


Fig. 68. — Vase de Mariotte. Écoulement sous pression variable.

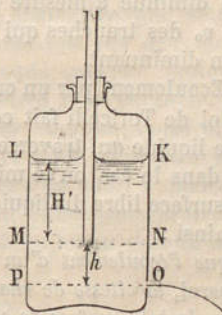


Fig. 69. — Vase de Mariotte. Écoulement sous pression constante.

son tube, le liquide s'élève jusqu'à un niveau A dans ce tube. Si l'on fait alors écouler le liquide, la pression hydrostatique, représentée par la hauteur H, diminue rapidement, car le niveau A s'abaisse jusqu'au moment où il s'est écoulé une quantité de liquide égale à celle qui remplit le tube. A partir de ce moment, l'air extérieur pénètre dans le vase (fig. 69) en quantité telle que sa pression sur la surface libre LK, augmentée de la pression hydrostatique  $ML = H'$ , soit égale à la pression atmosphérique qui s'exerce à l'orifice inférieur du tube. La charge qui produit l'écoulement en O est donc mesurée par la pression hydrostatique  $NO = h$ ; on voit que cette charge, et par suite la vitesse d'écoulement, restent dès lors constantes jusqu'au moment où la surface libre LK du liquide dans le vase s'est abaissée au-dessous du niveau MN de l'orifice inférieur du tube.



tandis que la tranche B ne sera encore arrivée qu'à une distance  $e = v_0 + \frac{1}{2}g$  de l'orifice. Par suite, la distance des deux tranches, qui était au début égale à  $v_0 + \frac{1}{2}g$ , sera maintenant plus grande et égale à

$$2v_0 + 2g - \left(v_0 + \frac{1}{2}g\right) = v_0 + \frac{3g}{2}.$$

On conçoit d'après cela que les diverses tranches, dont les distances augmentent ainsi progressivement, tendent à se séparer et que, la faible cohésion du liquide étant impuissante à les maintenir réunies, la veine se disloque et se divise en gouttelettes dont la forme est surtout déterminée par les actions moléculaires qui seront étudiées dans le Chapitre suivant.

Il en sera à plus forte raison ainsi, si la hauteur du liquide dans le vase diminue à mesure que le liquide s'écoule, car la vitesse initiale  $v_0$  des tranches qui traversent successivement l'orifice va alors en diminuant.

**415. Écoulement par un orifice en mince paroi. Loi de Toricelli.** — La loi de Toricelli fait connaître la vitesse initiale de chaque tranche liquide qui traverse l'orifice par lequel s'effectue l'écoulement ; dans le cas où le milieu ambiant exerce la même pression sur la surface libre du liquide et à l'orifice de sortie, cette loi s'énonce ainsi :

*Lorsque l'écoulement d'un liquide a lieu à travers un orifice en mince paroi, la vitesse de chaque tranche liquide qui traverse l'orifice est normale à la surface de celui-ci et égale à celle qu'acquerrait un corps qui tomberait en chute libre depuis le niveau actuel de la surface libre du liquide jusqu'au niveau de l'orifice d'écoulement.*

On appelle d'ailleurs *orifice en mince paroi* une ouverture telle que l'épaisseur de la paroi à ce niveau soit très petite par rapport au diamètre de l'ouverture ; pour réaliser cette condition, il suffit de tailler la paroi en biseau sur toute la circonférence de l'orifice.

D'après cette loi de Toricelli, une tranche qui traverse l'orifice, au moment où la hauteur du liquide au-dessus de cet orifice est  $h$ , s'écoule avec une vitesse  $v$  donnée par la formule (§ 69) :

$$v = \sqrt{2gh}.$$

La hauteur  $h$  a reçu le nom de *charge*.

La loi de Toricelli peut être établie théoriquement en admettant que le liquide est parfaitement fluide, c'est-à-dire en négligeant les actions qui s'exercent, soit entre les molécules liquides elles-mêmes, soit entre ces molécules et les parois du vase. On peut aussi en montrer l'exactitude par l'expérience.

A cet effet, on perce un orifice  $O$  (fig. 70) dans la paroi verticale

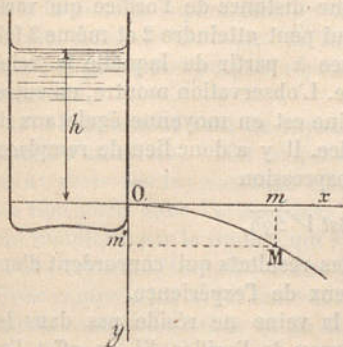


Fig. 70. — Écoulement d'un liquide par un orifice percé dans une paroi latérale.

axe la verticale passant par cet orifice et pour paramètre  $4h$ . En d'autres termes, la distance verticale  $Mm$  d'un point  $M$  quelconque de la trajectoire à l'horizontale  $Ox$ , qui passe par l'orifice, doit être liée à la distance horizontale  $Mm'$  de ce même point à la verticale  $Oy$  par la relation :

$$Mm' = \sqrt{4h \times Mm}.$$

Des mesures effectuées au moment de l'écoulement permettent de vérifier l'exactitude de cette relation.

116. **Dépense. Contraction de la veine.** — Soit  $v = \sqrt{2gh}$  la vitesse, supposée constante, avec laquelle un liquide s'écoule à travers un orifice en mince paroi de surface  $s$ . La *dépense*  $q$ , c'est-à-dire la quantité de liquide écoulé pendant l'unité de temps, sera, en admettant que la veine ait même section que l'orifice, égale à  $sv$ ; on a donc :

$$q = sv = s\sqrt{2gh}.$$

La quantité  $Q$  de liquide écoulé pendant un temps  $t$  sera de même :

$$Q = qt = st\sqrt{2gh}. \quad (1)$$



Pour vérifier l'exactitude de cette formule, il suffit de recueillir et de peser le liquide écoulé pendant le temps  $t$  et de comparer les valeurs ainsi trouvées par l'expérience à celles que fournit la formule (1). Or, dans ces conditions, on trouve que la dépense vraie n'est environ que les six dixièmes de la dépense calculée. La cause de ce désaccord résulte d'ailleurs de ce que la section de la veine diminue de diamètre jusqu'à une distance de l'orifice qui varie avec la nature des liquides et qui peut atteindre 2 et même 3 fois le diamètre de cet orifice, distance à partir de laquelle la veine devient sensiblement cylindrique. L'observation montre, en outre, que la section minima de la veine est en moyenne égale aux six dixièmes de la section de l'orifice. Il y a donc lieu de remplacer  $s$  par  $0.6s$  dans l'équation (1). L'expression

$$Q = 0.6st \sqrt{2gh},$$

ainsi obtenue, conduit alors à des résultats qui concordent d'une façon très satisfaisante avec ceux de l'expérience.

La cause de la contraction de la veine ne réside pas dans les frottements qui s'exercent au niveau de l'orifice. Si, en effet, l'on augmente ces frottements en fixant à l'orifice un ajutage dont la forme soit exactement la même que celle de la veine, la dépense n'est pas modifiée; d'autre part, la dépense est augmentée si l'ajutage est cylindrique, pourvu que le liquide en mouille les parois et qu'il coule à plein jet.

Pour se rendre compte de la contraction de la veine, il faut remarquer d'abord que les molécules du cylindre  $yqp$  (fig. 71) ne sont pas les seules qui se dirigent vers l'orifice  $yx$ ; les molécules voisines, telles que  $M$  et  $M'$ , sont, en effet, également entraînées vers la sortie et gagnent l'orifice en suivant, par suite des effets de cohésion, des trajectoires obliques, ainsi qu'on peut s'en assurer en mettant en suspension dans l'eau une poussière de même densité (sciure de bois); de là résulte pour la veine une forme conique.

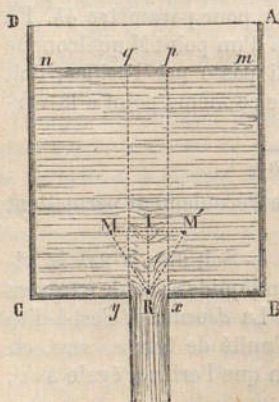


Fig. 71. — Écoulement d'un liquide.  
Résistance à l'orifice.



La cohésion intervient encore en donnant naissance à la tension superficielle (§ 128) dont les effets sont analogues à ceux que produirait un anneau élastique qui entourerait la veine. Isarn a bien mis en évidence l'existence de cette cause, en montrant que la présence de vapeurs d'alcool ou d'éther dans le milieu ambiant augmente la dépense ; ces vapeurs se dissolvent, en effet, dans la couche superficielle de la veine et diminuent la tension de cette couche, c'est-à-dire la force de contraction de l'anneau élastique par lequel on peut représenter l'action de la tension superficielle.

117. **Écoulement dans un tuyau. Cas d'un tuyau rectiligne et de diamètre uniforme.** — En ce qui concerne l'écoulement des liquides à travers des tuyaux, nous considérerons seulement le cas que l'on rencontre dans l'organisme, celui des tuyaux dont les parois sont mouillées par le liquide qui s'écoule.

Dans ces conditions, il y a une mince couche de liquide immobilisée contre la paroi, par suite des actions moléculaires qui s'exercent au contact du solide et du liquide, et c'est dans l'intérieur de ce tuyau liquide que l'écoulement a lieu. Dès lors il se produit, entre les molécules immobilisées et celles qui se déplacent, un frottement qui ralentit la vitesse d'écoulement ; cette dernière est donc inférieure à celle qui résulterait de la loi de Toricelli. En outre, à cause de la faible cohésion du liquide et du frottement qui existe contre les molécules immobilisées par les parois solides du tuyau, les molécules liquides situées dans une même section droite ont des vitesses différentes et d'autant plus grandes que ces molécules sont plus éloignées des parois et plus rapprochées de l'axe. On appelle *vitesse moyenne* la vitesse uniforme qu'il faudrait attribuer à toutes les molécules d'une même section pour que la dépense, dans ces conditions, fût égale à la dépense effective. Il est d'ailleurs évident que, lorsque le régime est établi, c'est-à-dire lorsque le liquide a atteint l'extrémité du tuyau et a commencé à s'écouler, la vitesse moyenne doit être la même pour toute section droite de même surface, quelle que soit sa distance à l'orifice d'écoulement ; s'il n'en était pas ainsi, en effet, il se produirait dans le tuyau des vides à la formation desquels s'oppose l'action de la pression atmosphérique.

Donc, ce qui caractérise l'écoulement à travers un tuyau et ce qui le différencie de l'écoulement par un orifice en mince paroi, c'est une diminution de la vitesse et, par suite, l'existence d'une



force de résistance. Cette force, qui existe en tous les points de la longueur du tuyau, est évidemment proportionnelle à la longueur de celui-ci. On conçoit, en outre, que cette résistance dépende du diamètre du tuyau et de la vitesse moyenne d'écoulement; on admet, d'après Coulomb, qu'elle est donnée par la formule :

$$R = 4 \frac{l}{d} (av + bv^2)$$

dans laquelle  $l$  et  $d$  sont la longueur et le diamètre du tuyau,  $v$  la vitesse moyenne d'écoulement,  $a$  et  $b$  deux constantes que l'on détermine par l'expérience. Les valeurs de ces constantes diminuent quand la température s'élève et sont d'autant plus grandes que le liquide est plus visqueux; pour l'eau à 15°, l'expérience a montré qu'il faut leur attribuer les valeurs :

$$a = 0,000\ 018\ 8$$

$$b = 0,000\ 342\ 3.$$

Remarquons que, contrairement à ce qui arrive dans les formules analogues de forme parabolique, par lesquelles un grand nombre de phénomènes peuvent être représentés entre certaines limites, le terme en  $v$  est plus petit que le terme en  $v^2$ ; par suite, si l'écoulement est lent et si l'on veut se contenter d'une valeur approchée de  $R$ , c'est le terme  $av$  que l'on devra négliger et non le terme  $bv^2$ .

La résistance que nous venons de considérer n'est pas la seule qu'ait à vaincre la force motrice représentée, comme dans le cas de l'écoulement à travers un orifice en mince paroi, par la hauteur du liquide au-dessus de l'orifice du tuyau. Une partie, faible il est vrai, de cette force motrice est employée, en effet, à vaincre ce que l'on appelle la *résistance au passage*, c'est-à-dire à opérer une sorte de classement des molécules qui toutes se précipitent avec des trajectoires diverses vers l'ouverture  $O$  (fig. 72). A ce niveau, et déjà à une certaine distance de celui-ci dans le vase  $M$ , les molécules doivent nécessairement changer de position relative, la cohésion qui les réunit doit être vaincue, ce qui exige une certaine dépense de force.

En somme donc, lorsqu'un liquide s'écoule par un tuyau rectiligne de diamètre uniforme, la force motrice est encore représentée par la hauteur  $H$  du liquide au-dessus de l'orifice  $O$  du tuyau. Mais cette force n'est pas employée toute entière à faire progresser



le liquide et à lui communiquer la vitesse d'écoulement. Une partie  $H'$  de cette force motrice est employée à vaincre la résistance, due au frottement, que le liquide éprouve pour se déplacer contre la mince couche liquide immobilisée par les parois du tuyau ; une autre partie  $h'$ , plus petite que la précédente, est employée à vaincre la résistance au passage. La portion  $h$  de la force motrice, à laquelle est due la vitesse d'écoulement, est en conséquence donnée par la formule :

$$h = H - (H' + h').$$

Il importe de remarquer que la partie  $h'$  de la force motrice est utilisée et absorbée toute entière au niveau de l'orifice  $O$  et dans le voisinage de cet orifice à l'intérieur du vase  $M$  ; au contraire, la

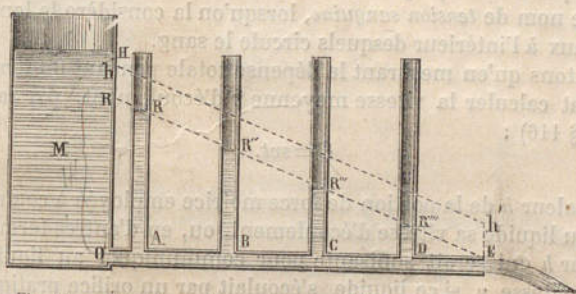


Fig. 72. — Écoulement dans un tuyau rectiligne de diamètre uniforme.

partie  $H'$  qui agit sur chaque tranche, au moment où celle-ci pénètre dans le tube  $OE$ , n'est utilisée que progressivement, puisque le frottement qu'elle doit vaincre est également réparti sur toute la longueur du tube. Aussi cette partie  $H'$  de la force motrice se transporte-t-elle en quelque sorte avec chaque tranche liquide pour être utilisée au fur et à mesure des besoins. En effet, on peut mettre en évidence l'existence de cette force en un point quelconque du tube et montrer que sa valeur est d'autant plus faible qu'on la mesure plus loin de l'origine  $O$ , plus près de l'extrémité  $E$ . Pour cela il suffit d'implanter sur le tuyau d'écoulement  $OE$  des tubes verticaux en verre, dits tubes *piézométriques* ; on constate ainsi que le liquide s'élève dans chacun d'eux à des hauteurs variables et que les sommets des colonnes liquides sont sur une droite  $RE$  qui aboutit à l'extrémité libre  $E$  du tuyau d'écoulement.

Il résulte de là qu'une partie de la force motrice primitive  $HO$



existe aux divers points du tube OE, avec les valeurs R'A, R''B, R'''C, R''''D en A, B, C, D; ces valeurs sont proportionnelles aux distances des points A, B, C, ... à l'extrémité E et la même proportionnalité existe entre ces mêmes distances et le frottement contre lequel chaque tranche a encore à lutter lorsqu'elle est arrivée en ces points. La hauteur RO représente donc la portion de force motrice primitive qui doit vaincre la résistance due au frottement le long de OE; R'A, R''B, ... représentent de même les valeurs successives auxquelles se réduit cette force à mesure qu'on la considère plus près de l'extrémité E.

Cette force, mesurée en chaque point du tube par la hauteur à laquelle s'élève le liquide dans le tube piézométrique qu'on y implante, porte en Physique le nom de *pression latérale* et en Physiologie le nom de *tension sanguine*, lorsqu'on la considère le long des vaisseaux à l'intérieur desquels circule le sang.

Ajoutons qu'en mesurant la dépense totale pendant un temps  $t$ , on peut calculer la vitesse moyenne  $v$  d'écoulement, par la formule (§ 116) :

$$Q = sv t.$$

La valeur  $h$  de la portion de force motrice employée à communiquer au liquide sa vitesse d'écoulement, ou, en d'autres termes, la hauteur  $h$  qui serait suffisante pour communiquer au liquide la même vitesse  $v$ , si ce liquide s'écoulait par un orifice pratiqué en mince paroi, sera dès lors donnée par la loi de Toricelli :

$$v = \sqrt{2gh}.$$

La valeur de  $h$  tirée de cette formule a été représentée en  $Rh$  sur la figure 72, sur laquelle  $hH$  représente par suite la force  $h'$  nécessaire pour vaincre la résistance au passage.

Il n'est pas inutile de faire remarquer que l'énergie potentielle que possède la masse liquide contenue dans le vase ne se retrouve qu'en partie dans l'énergie mécanique ou *actuelle*, représentée par le mouvement dont le liquide est animé; une partie  $Rh$  de la force motrice totale est en effet seule employée à communiquer au liquide la vitesse  $v$ . Mais une partie de l'énergie potentielle primitive, celle qui correspond aux portions OR et  $Hh$  de la force motrice totale, est transformée en énergie calorifique par frottement, et la somme de cette énergie calorifique et de l'énergie actuelle que possède le liquide qui s'écoule est, en réalité, égale à l'énergie



potentielle totale, conformément au principe de la conservation de l'énergie.

118. **Écoulement dans les tuyaux de diamètre variable et à axe rectiligne.** — Supposons que le tuyau d'écoulement soit constitué par trois parties OA, AB, BC de diamètres différents (fig. 73).

Comme il est impossible qu'un vide se produise dans l'intérieur du tube OC, une même quantité de liquide doit traverser pendant le même temps les sections, de diamètres différents, des parties OA, AB, BC; la vitesse du liquide sera donc maxima dans BC dont le diamètre est le plus petit, moins grande dans OA et minima dans AB dont le diamètre est le plus grand. Plus rigoureusement,

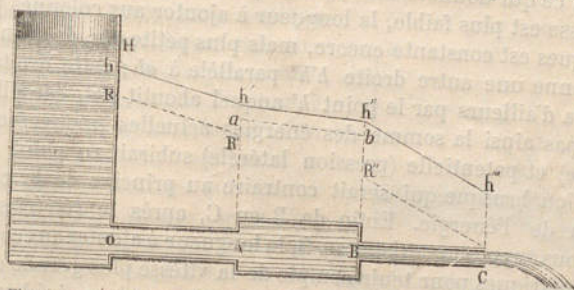


Fig. 73. — Écoulement dans un tuyau rectiligne de diamètre variable.

la vitesse en un point sera en raison inverse de la section du tuyau en ce point.

Donc lorsque le liquide arrive en A, où le diamètre augmente, sa vitesse, et par suite sa force vive, diminuent brusquement. La quantité d'énergie actuelle représentée par cette diminution de force vive n'est d'ailleurs pas perdue, mais seulement transformée, et on la retrouve sous forme de pression latérale. Si, en effet, on plante des tubes piézométriques le long des portions OA, AB, BC du tube d'écoulement, on observe qu'en A, immédiatement après l'élargissement, la pression latérale augmente brusquement, puis diminue de A en B suivant la loi de proportionnalité énoncée plus haut. De même en B, dans la portion plus étroite du tube, la vitesse augmente brusquement, ce qui entraîne un accroissement de la force vive du liquide. Toutefois il n'y a pas pour cela création d'une quantité d'énergie actuelle, mais seulement transformation en énergie actuelle d'une certaine quantité de l'énergie potentielle représentée par la pression latérale en B, avant le rétrécissement



du tube. On constate, en effet, au moyen de tubes piézométriques, que la pression latérale diminue brusquement en B, immédiatement après la diminution du calibre.

Les sommets des colonnes liquides, dans les tubes piézométriques implantés entre O et C, se trouvent donc, de O en A sur une droite RR', de A en B sur une droite différente  $ab$ , de B en C sur une autre droite R'C. Si l'on porte, au-dessus de ces colonnes liquides, des longueurs représentant la portion de force motrice employée à communiquer sa vitesse au liquide, ces longueurs seront constantes de O en A, où la vitesse d'écoulement est constante elle-même, ce qui donnera la droite  $hh'$  parallèle à RR'. De A en B, où la vitesse est plus faible, la longueur à ajouter aux colonnes piézométriques est constante encore, mais plus petite que de O en A, ce qui donne une autre droite  $h'h''$  parallèle à  $ab$ ; cette droite  $h'h''$  passera d'ailleurs par le point  $h'$  auquel aboutit  $hh'$ , car s'il n'en était pas ainsi la somme des énergies actuelles (mouvement du liquide) et potentielle (pression latérale) subirait au point A une variation brusque qui serait contraire au principe de la conservation de l'énergie. Enfin de B en C, après le rétrécissement que nous supposons exister en B, la longueur à ajouter aux colonnes piézométriques pour tenir compte de la vitesse plus grande d'écoulement est une quantité R''  $h''$  plus grande que les précédentes, ce qui donne une droite  $h''h'''$ ; cette droite part du point  $h''$  où aboutit  $h'h''$  et est parallèle à R'C.

En résumé donc, là où se produit un élargissement du tube, il y a diminution brusque de la vitesse d'écoulement et augmentation brusque de la pression latérale, une partie R'a de la force employée à faire progresser le liquide passant à l'état de pression latérale; au contraire, en B où existe un rétrécissement du calibre du tuyau, il y a augmentation brusque de vitesse et diminution brusque de pression latérale, une partie R''b de la pression latérale se transformant en force motrice destinée à augmenter la vitesse d'écoulement.

119. Écoulement dans les tuyaux coudés de diamètre uniforme. — L'effet d'un coude B (fig. 74) est évidemment d'arrêter plus au moins complètement celles des molécules qui viennent choquer la partie coudée BC. Comme d'un autre côté la quantité de liquide qui traverse une section quelconque du tube doit être constante, quelle que soit la position de la section considérée, il en résulte qu'au niveau du coude B, une partie des molécules liquides,



celles qui sont les plus éloignées de la paroi BC, doivent se déplacer avec une vitesse plus grande qu'en amont et en aval de ce niveau.

D'une part donc, par suite de la diminution de vitesse d'une partie des molécules liquides au niveau du coude B, la pression latérale doit augmenter brusquement; mais, d'autre part, l'accroissement de vitesse d'une autre partie des molécules nécessite une diminution de la pression latérale à ce niveau.

Toutefois, la résultante de ces deux actions contraires, engendrées par l'existence du coude, sera toujours une diminution de la pression latérale.

En effet, les sommets des colonnes piézométriques, considérés de A en B et de B en C, doivent être répartis sur deux droites  $ab$ ,  $cD$  parallèles entre elles, puisque nous avons attribué même diamètre aux deux parties du tuyau coudé. Or, si nous prolongeons Dc jusqu'à la rencontre en  $a'$  avec la paroi du vase, la hauteur  $Aa'$  représente la portion de force motrice qui eut été suffisante pour vaincre le frottement le long du tuyau ABC supposé rectiligne, auquel cas la vitesse à l'extrémité C eut été donnée par la portion  $\alpha a'$  de la force motrice initiale. Mais l'expérience montre que l'existence d'un coude diminue la dépense; la vitesse d'écoulement à la sortie est donc alors moindre que si le tuyau était rectiligne, et la portion de force motrice qui communique cette vitesse au liquide doit, en conséquence, être inférieure à  $\alpha a'$ . Il résulte de là que le sommet du liquide dans le tube piézométrique le plus voisin de l'origine A du tuyau doit être en un point  $a$  situé au-dessus de  $a'$ . Les deux droites  $ab$ ,  $cD$  étant d'ailleurs parallèles, comme nous l'avons fait remarquer, une diminution de pression latérale doit nécessairement se produire au niveau de la partie coudée du tube d'écoulement.

Le tracé  $\alpha\beta\gamma\delta$  a été obtenu en portant au-dessus des valeurs de la pression latérale des longueurs proportionnelles à la vitesse correspondante; on voit que cette vitesse augmente entre  $b$  et  $c$ , par suite du remous qui se produit au niveau du coude, et qu'elle diminue ensuite pour reprendre en  $\gamma$  sa valeur primitive.

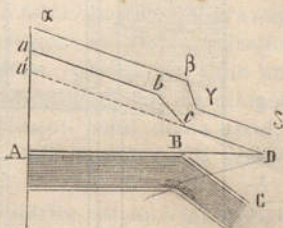


Fig. 74. — Écoulement dans un tuyau coudé.



120. Écoulement dans les tuyaux ramifiés. — Le cas le plus intéressant pour les physiologistes est celui dans lequel le tuyau primitif se ramifie en plusieurs branches qui, après un certain parcours, se réunissent de nouveau en un tuyau unique de diamètre à peu près égal à celui du premier. C'est le cas représenté en projection verticale et en projection horizontale sur la figure 75.

En B, au point de ramification, plusieurs causes interviennent

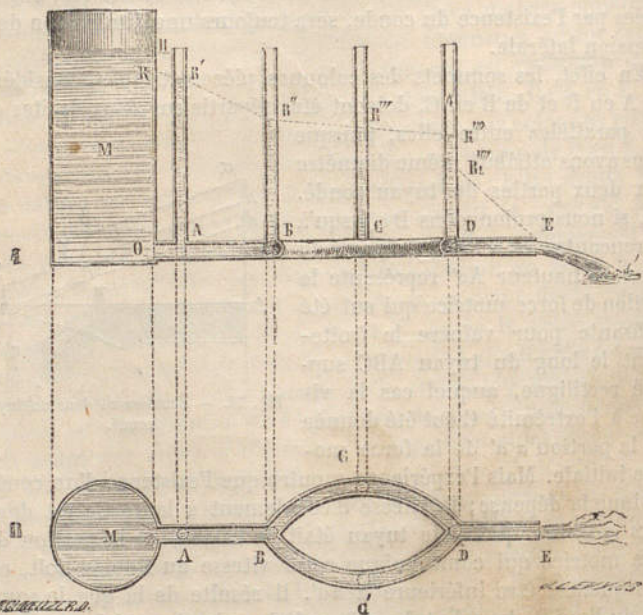


Fig. 75. — Écoulement dans un système de tubes ramifiés. — I, projection verticale. — II, projection horizontale.

pour faire varier en sens inverse la pression latérale et la vitesse d'écoulement. En nous reportant au cas de la figure 74, on voit que la présence des coudes doit entraîner une diminution brusque de la pression latérale, tandis que l'accroissement du calibre total des tuyaux ramifiés, accroissement que nous supposons exister, a pour conséquence une augmentation brusque de cette même pression. Si ces deux causes à effets contraires se compensent, la pression latérale ne variera pas brusquement en B; c'est le cas auquel

se rapporte la figure 75. Dans cette hypothèse, les sommets des colonnes piézométriques se trouvent, de O en B sur une droite  $RR''$  et de B en D sur une autre droite passant par  $R''$ , mais moins inclinée que la première par rapport à l'horizontale, par suite de l'augmentation du calibre des ramifications.

Au point D, où les ramifications se réunissent en un tube unique DE, l'influence du coude et celle du rétrécissement agissent dans le même sens pour faire diminuer la pression latérale; celle-ci éprouvera donc une chute brusque  $R'''R_1'''$  et sera représentée de D en E par une ligne droite. Cette droite sera ou ne sera pas parallèle à  $RR''$  suivant que le tuyau DE aura ou n'aura pas même diamètre que OB.

121. Influence de l'élasticité et de l'extensibilité des parois du tuyau sur l'écoulement. — Lorsque la force motrice qui provoque l'écoulement est constante et que le régime est établi, l'élasticité des parois du tuyau a uniquement pour conséquence une augmentation du diamètre de ceux-ci. Cet accroissement du diamètre cesse d'ailleurs au moment où, en chaque point de la paroi, la composante normale due à l'élasticité fait équilibre à la pression latérale.

L'étude du cas dans lequel la force motrice est intermittente est plus complexe; mais elle est aussi plus intéressante pour le médecin. Non seulement, en effet, les parois des artères possèdent une élasticité parfaite, dans les conditions où cette élasticité s'exerce, mais encore la force motrice du cœur est intermittente.

Si une force intermittente était employée à produire un écoulement dans un tube rigide, le liquide, par suite de son incompressibilité, s'avancerait, comme le ferait un corps solide, d'un mouvement d'ensemble pendant toute la durée d'action de la force motrice, puis demeurerait au repos pendant tout le temps durant lequel la force motrice cesserait d'agir. L'écoulement serait donc intermittent comme la force motrice.

Il n'en est plus de même si les parois du tuyau sont élastiques et douées d'une assez grande extensibilité. Pendant que la force agit, en effet, pour faire pénétrer dans le tuyau un volume V de liquide, les parois du tuyau se dilatent jusqu'à une certaine distance de l'origine. Mais cette dilatation n'est pas instantanée; par suite, l'impulsion provenant de l'arrivée d'un volume V de liquide incompressible se transmet en partie et presque instantanément à



l'extrémité opposée du tuyau et un certain volume  $v$  de liquide s'écoule. La dilatation à l'origine du tuyau est donc, en somme, égale à la différence entre le volume  $V$  qui arrive et le volume  $v$  qui s'écoule pendant la durée d'action de la force motrice. Lorsque celle-ci cesse d'agir, les parois dilatées reviennent à leur état initial et développent une force qui agit, par rapport aux portions suivantes du tuyau, comme la force motrice elle-même. Donc pendant le temps que mettra cette portion dilatée à revenir sur elle-même, l'impulsion qui résulte de l'élasticité des parois, transmise presque instantanément à l'extrémité du tuyau, fera progresser encore le liquide à la manière d'un solide et amènera l'écoulement d'un volume  $v'$ ; en même temps, la portion suivante des parois se dilatera à son tour pour loger le volume de liquide égal à la différence entre  $(V - v)$  et le volume  $v'$  écoulé pendant que cette dilatation se produit. Cette deuxième région dilatée reviendra ensuite à sa position première et les mêmes phénomènes se reproduiront de proche en proche le long du tuyau.

De là ressortent deux faits importants : 1° l'écoulement du liquide continue à se produire après que la force motrice initiale a cessé d'agir; 2° la dilatation des parois, produite à l'origine par l'arrivée d'une certaine quantité de liquide, se propage de proche en proche jusqu'à l'autre extrémité du tuyau.

Si donc la force motrice n'agit qu'une fois, l'écoulement durera un certain temps et cessera au moment où la dilatation des parois du tuyau se sera propagée jusqu'à l'orifice d'écoulement.

Supposons, au contraire, que les intermittences de la force motrice soient assez rapprochées et que la longueur du tuyau soit assez grande pour qu'une nouvelle quantité de liquide arrive avant le moment où la dilatation des parois s'est propagée jusqu'à l'extrémité du tube élastique; les phénomènes que nous venons de décrire se reproduiront et le liquide ne cessera à aucun moment de s'écouler. L'écoulement sera donc continu et non intermittent comme la force motrice. La vitesse d'écoulement sera d'ailleurs variable, mais elle ne s'annulera à aucun moment.

Un autre fait doit être encore mis en évidence. Il résulte de l'analyse que nous venons de faire du phénomène qui nous occupe, que la dilatation des parties successives du tuyau correspondant à l'arrivée d'un seul volume  $V$  de liquide va en diminuant à mesure qu'on la considère plus loin de l'orifice d'arrivée. Cette dilatation considérée près de cet orifice est, en effet, avons-nous dit, égale à



( $V - v$ ); dans la portion suivante du tube élastique, elle n'est plus que  $(V - v) - v'$  et ainsi de suite; elle va donc en diminuant progressivement et doit s'annuler à une certaine distance de l'origine. A partir de ce point donc, le diamètre du tuyau, malgré l'élasticité de celui-ci, doit rester invariable.

En résumé, lorsqu'une force intermittente agit pour faire progresser un liquide dans un tuyau élastique, l'élasticité de celui-ci rend l'écoulement, non pas constant et uniforme, mais seulement continu. En outre, une dilatation se propage le long du tuyau; cette dilatation diminue d'amplitude à mesure qu'elle s'éloigne de l'origine et devient nulle à partir d'une certaine distance.

122. **Écoulement des liquides dans les tubes capillaires.** — Les lois relatives à l'écoulement des liquides dans les tubes capillaires sont différentes des lois relatives aux tubes larges dont nous venons de nous occuper. La cause en est dans le rôle important que jouent ici les frottements qui s'exercent entre les diverses molécules liquides ainsi qu'entre les molécules liquides et les parois. Les lois de l'écoulement dans les tubes capillaires ont été étudiées par Poiseuille.

L'appareil employé par Poiseuille est représenté sur la figure 76. Il se compose d'un vase allongé M et d'un tube *bf* soudé latéralement au vase M, afin d'empêcher autant que possible l'introduction des poussières. Ce tube présente une ampoule en A et se termine par une partie capillaire *f* dont la longueur est exactement limitée par un renflement situé en avant de la partie rétrécie; enfin, le volume pour lequel on notait la durée d'écoulement était le volume compris entre deux points de repère *c* et *d*, situés de part et d'autre de l'ampoule A. La pression sous laquelle se produisait l'écou-



Fig. 76. — Appareil de Poiseuille pour l'étude de l'écoulement à travers un tube capillaire.



ment était exercée en M au moyen de l'air comprimé et était mesurée avec un manomètre. Dans chaque expérience, le tube capillaire  $f$  était plongé dans un vase contenant le même liquide que celui sur lequel portait l'observation, ce qui donnait en  $f$  un écoulement continu au lieu de l'écoulement par gouttes qui se fût produit dans l'air.

En opérant ainsi, Poiseuille a trouvé que la dépense, c'est-à-dire la quantité  $Q$  de liquide écoulé pendant l'unité de temps, est :

- 1° Proportionnelle à la pression, c'est-à-dire à la charge  $H$ ;
- 2° En raison inverse de la longueur  $l$  du tube capillaire;
- 3° Proportionnelle à la 4<sup>m</sup>e puissance du diamètre  $d$  de ce tube.

Ces lois sont comprises dans la formule :

$$Q = K \frac{Hd^4}{l},$$

dans laquelle  $K$  est une constante caractéristique de chaque liquide, constante qui est elle-même inversement proportionnelle à une autre constante à laquelle on a donné le nom de *coefficient de viscosité* ou mieux de *coefficient de frottement intérieur*.

Si l'on remarque que la dépense  $Q$  est encore ici évidemment proportionnelle à la section  $s$  du tube et à la vitesse moyenne  $v$ , on a :

$$Q = sv;$$

d'où, en remplaçant  $Q$  par sa valeur tirée de la formule précédente et  $s$  par  $\frac{\pi d^2}{4}$  :

$$v = \frac{4K}{\pi} \times \frac{Hd^2}{l} = K' \frac{Hd^2}{l}.$$

La loi relative à la charge a été vérifiée par Poiseuille entre des limites très étendues, depuis des pressions de 0<sup>m</sup>.35 jusqu'à des pressions de 240 mètres d'eau.

La loi relative à la longueur n'est exacte qu'à partir d'une certaine limite très variable avec le diamètre; pour un diamètre de 0<sup>mm</sup>.01 la loi se vérifie déjà lorsque le tube n'a qu'une longueur de quelques dixièmes de millimètre, tandis que si le tube a un diamètre de 0<sup>mm</sup>.3, la loi n'est exacte qu'à partir d'une longueur de 130<sup>mm</sup> environ.

Enfin Poiseuille a vérifié l'exactitude de la loi relative au dia-

mètre pour des tubes dont les rayons étaient compris entre  $0^{\text{mm}},007$  et  $0^{\text{mm}},326$ .

La valeur de la constante  $K$  augmente rapidement avec la température; la variation de cette constante, pour l'eau, est donnée, entre  $3^{\circ}$  et  $45^{\circ}$ , par la formule :

$$K_t = 1836.724(1 + 0.033\ 679\ 3t + 0,000\ 220\ 993\ 6t^2).$$

D'après le Dr Haro, le sérum du sang se comporte sensiblement comme l'eau; pour le sang défibriné, les variations de  $K$  avec la température sont plus accusées, et l'accroissement de la vitesse est d'autant plus grand que le nombre des globules est plus considérable.

Il importe de remarquer que les lois contenues dans la formule de Poiseuille sont encore exactes pour les espaces capillaires des plaques poreuses, des couches filtrantes et des membranes animales; mais, dans ce cas, la valeur qu'il faut attribuer à  $H$ , dans les formules précédentes, est la différence qui existe entre la charge réelle  $H$  et la charge minima  $h$  au-dessous de laquelle le corps poreux reste imperméable.

### CHAPITRE III

#### ACTIONS MOLÉCULAIRES

##### I. — Actions moléculaires dans les liquides.

###### A. — COMPRESSIBILITÉ.

123. **Coefficient de compressibilité.** — Les liquides n'ayant pas de forme propre, par suite de la mobilité de leurs molécules, on ne peut mettre en jeu leur élasticité qu'en les comprimant simultanément sur toute leur surface. Il suffit d'ailleurs pour cela d'exercer directement une pression sur la surface libre du liquide, lorsque ce liquide est contenu dans un vase résistant; cette pression, en effet, se transmet en tous les points de la paroi du vase, et cette paroi réagit en tous ses points, en vertu de son élasticité, de manière à exercer une pression uniforme sur toute la surface du liquide.

On appelle *coefficient de compressibilité* d'un liquide la diminution subie par l'unité de volume de ce liquide lorsqu'on exerce, sur



chaque unité de surface, un excès de pression égal à 1 atmosphère.

Les liquides étant toujours contenus dans des vases à parois élastiques, le volume de ces vases change sous l'influence de l'excès de pression. La diminution de volume observée résulte donc des variations simultanées du volume du vase et du volume du liquide; chacune de ces variations étant très faible et du même ordre de grandeur, la détermination rigoureuse du coefficient de compressibilité présente, de ce fait, une difficulté spéciale qui n'a pas encore été entièrement vaincue malgré le nombre assez grand d'expérimentateurs qui ont essayé de la surmonter.

124. **Expérience d'Ørstedt.** — Ørstedt se servait, pour déterminer le coefficient de compressibilité, d'un petit réservoir en verre  $r$  (fig. 77), de capacité connue, surmonté d'un tube cylindrique très fin, gradué et jaugé. Ce petit appareil, qui a reçu le nom de *piézomètre*, était rempli du liquide à examiner et fermé par un index de mercure. Le piézomètre était ensuite placé, en même temps qu'un thermomètre  $t$  et qu'un manomètre  $m$ , dans un vase en verre  $C$  rempli d'eau. Ce vase, à parois suffisamment résistantes, pouvait être hermétiquement fermé et un piston  $P$ , que l'on pouvait abaisser à l'aide d'une vis extérieure, permettait d'exercer sur l'eau contenue dans le vase une pression que mesurait le manomètre. Cette pression s'exerçait ainsi, d'une part, directement sur la face externe du piézomètre, et de l'autre, par l'intermédiaire de l'index de mercure, sur le liquide contenu dans le piézomètre et sur la face interne de ce dernier.

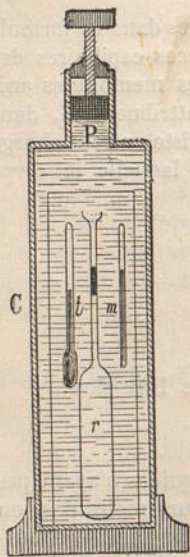


Fig. 77. — Piézomètre d'Ørstedt.

Ørstedt admettait que le piézomètre, également pressé sur ses deux faces, n'éprouvait pas de variation de capacité appréciable. En conséquence, la diminution de volume  $v$ , indiquée par le déplacement de l'index, était égale à  $CPV$ ,  $C$  étant le coefficient de compressibilité,  $V$  le volume du liquide et  $P$  la pression en atmosphère. De l'égalité

$$v = CPV \quad (1)$$

on tirait alors la valeur de  $C$ .



Mais nous avons vu (§ 76) que, lorsqu'un solide creux est soumis à une pression uniforme sur ses deux faces, sa capacité intérieure éprouve la même diminution que celle que subirait, sous la même pression, un noyau plein, de même substance, qui remplirait exactement cette capacité. Par suite, lorsqu'on soumet le liquide contenu dans le piézomètre à une pression  $P$ , la variation de volume  $v$  représente la différence entre la diminution de volume subie par le volume  $V$  de liquide enfermé dans le piézomètre et la diminution de la capacité  $V$  de ce même piézomètre. Le coefficient  $C$  aurait donc dû être déduit, non pas de la formule inexacte (4), mais bien de la relation :

$$v = CPV - KPv$$

dans laquelle  $K$  représente le coefficient de compressibilité cubique du verre qui constitue le piézomètre.

125. **Expériences de Colladon et Sturm, de Regnault et de Grassi.** — Colladon et Sturm reprisent les expériences d'Ørstedt en apportant à la disposition expérimentale précédente quelques modifications destinées à éliminer les causes d'erreur provenant du frottement de l'index de mercure contre les parois du tube, et de l'échauffement, sous l'action de la compression, du liquide contenu dans le piézomètre; ils voulurent, en outre, tenir compte de la compressibilité de l'enveloppe, mais ils commirent l'erreur d'admettre que le coefficient de compressibilité cubique  $K$  de l'enveloppe est le triple du coefficient de compressibilité linéaire d'une tige de verre, coefficient qu'ils mesurèrent directement. Nous avons déjà vu, en effet (§ 76), que le rapport des coefficients d'élasticité cubique et linéaire n'était pas exactement connu, et que, du moins, ce rapport n'est pas égal à 3. D'autre part, ce n'est pas sur une tige de verre, mais sur le verre même de l'enveloppe qu'il aurait fallu faire la détermination, la valeur de la compressibilité variant d'un échantillon de verre à un autre échantillon.

Regnault élimina ces causes d'erreur en employant un procédé qui lui permettait de calculer directement le coefficient de compressibilité cubique de l'enveloppe elle-même. Mais la méthode de Regnault exige l'emploi de formules théoriques établies en partant d'hypothèses qui peuvent n'être pas réalisées dans l'expérience, ce qui introduit, à l'insu de l'observateur, des causes d'erreur dont on ne peut tenir compte.



Grassi a effectué de nombreuses déterminations par la méthode de Regnault.

126. **Expériences de Jamin, Amaury et Descamps.** — Plus récemment, Jamin, Amaury et Descamps ont employé une nouvelle méthode pour supprimer l'incertitude qui plane

sur les résultats de Regnault. Le piézomètre est constitué par un réservoir A (fig. 78) muni d'un tube très fin C gradué et exactement jaugé. Le réservoir du piézomètre est tout entier immergé dans un vase M rempli d'eau et ne communiquant avec l'extérieur que par un tube très fin B gradué et jaugé comme le tube C. Le piézomètre étant rempli d'un volume V du liquide à étudier, on exerce sur ce liquide, par l'intermédiaire du tube C, et au moyen d'une pompe à compression par exemple, une pression P qu'un manomètre permet de mesurer. Sous l'action de cette pression, le liquide diminue de volume et le réservoir, qui n'est comprimé que sur sa face interne, augmente de capacité. Le niveau du liquide s'abaisse donc pour ces deux causes dans le tube C et la variation  $v$  de volume observée est la somme de ces deux effets. Mais, par suite de l'augmentation  $u$  de sa capacité, le piézomètre déplace un volume  $u$  d'eau qui vient se loger dans le tube B et que l'on peut par suite facilement évaluer. Le tube B peut, en outre, être recourbé horizontalement afin d'éviter les changements de pression, très faibles d'ailleurs, qui résulteraient de l'ascension de l'eau déplacée dans

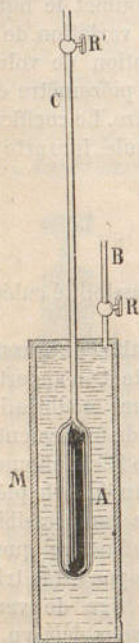


Fig. 78. — Méthode de Jamin, Amaury et Descamps, pour la mesure du coefficient de compressibilité des liquides.

un tube vertical. Enfin le vase M était plongé dans une grande masse d'eau afin d'éviter les changements de température.

Une fois  $v$  et  $u$  déterminés, il était facile de calculer le coefficient de compressibilité  $C$  du liquide; on avait, en effet, en désignant par  $x$  la diminution de volume éprouvée par le volume  $V$  de liquide sous la pression  $P$ :

$$v = x + u$$

$$x = CPV,$$

et

relations entre lesquelles il suffisait d'éliminer  $x$  pour pouvoir calculer  $C$ .

127. **Résultats et conséquences.** — Les coefficients de compressibilité des liquides sont très petits, comme le montrent les nombres du tableau ci-dessous qui ont été obtenus par Jamin, Amaury et Descamps pour des pressions comprises entre 1 et 10 atmosphères.

Mercure.....	à 15°	0.00000187
Eau distillée.....	à 15°	0.0000457
Alcool.....	à 0°	0.0000835
— .....	à 15°	0.0000911
Éther .....	à 0°	0.000109
— .....	à 14°	0.000128

Le coefficient de compressibilité varie avec la valeur de la pression, mais ces variations sont très faibles. Cailletet, en comprimant de l'eau à 705 atmosphères, a trouvé sensiblement le même coefficient de compressibilité qu'Ørstedt à des pressions bien inférieures, en négligeant, comme l'avait fait ce dernier, la compressibilité de l'enveloppe. On peut donc admettre, comme nous l'avons fait dans les formules des paragraphes précédents, que les diminutions de volume des liquides sont proportionnelles aux pressions, tant que celles-ci ne sont pas trop considérables.

Le coefficient de compressibilité varie également avec la température. D'après Grassi, il diminuerait pour l'eau à mesure que la température s'élève; l'inverse aurait lieu pour l'alcool, l'éther et le chloroforme.

La diminution de volume d'un liquide comprimé entraîne évidemment une augmentation de poids spécifique; mais, par suite de la faible compressibilité des liquides, cette augmentation est très faible et peut être négligée tant que l'on n'opère pas sous des pressions trop considérables.

#### B. — TENSION SUPERFICIELLE DES LIQUIDES.

128. **Existence de la tension superficielle.** — Les molécules d'un même corps exercent les unes sur les autres une action qui varie, avec la distance, suivant une loi encore inconnue, et qui devient insensible à partir d'une distance très petite qu'on appelle rayon de la *sphère d'activité*. Il résulte de là, en particulier, que si nous considérons, dans un liquide, deux molécules situées, l'une  $m$  à



une distance de la surface libre plus petite que le rayon de la sphère d'activité, l'autre  $m'$  à une distance de la même surface plus grande que ce même rayon, il y aura symétrie d'actions moléculaires dans toutes les directions autour de la molécule  $m'$  et dissymétrie autour de la molécule  $m$ . L'analyse détaillée des forces qui agissent sur la molécule  $m$  montre qu'à la surface libre du liquide, et dans toute la couche d'épaisseur égale au rayon de la sphère d'activité, il existe des composantes tangentes ou parallèles à la surface, lesquelles tendent à rapprocher les molécules liquides. La couche superficielle de tout liquide est donc assimilable à une membrane élastique très mince, constamment tendue, qui se laisserait facilement déformer et serait capable de se reformer dès qu'elle a été rompue.

Parmi les nombreuses expériences imaginées pour mettre objectivement en évidence l'existence de cette tension superficielle, nous citerons les suivantes :

1° Si l'on saupoudre de lycopode une surface de mercure et que l'on plonge dans ce liquide une baguette de verre, on voit les grains de lycopode, situés dans le voisinage du point déprimé, s'approcher peu à peu de ce point, disparaître dans la dépression, et reparaitre de nouveau pour s'étaler à la surface du mercure, lorsqu'on retire la tige de verre. Les apparences du phénomène sont donc absolument identiques à celles qui résulteraient de l'existence d'une pellicule supportant la poudre de lycopode, pellicule qui résisterait à la rupture, serait déprimée quand la tige de verre est abaissée et s'étalerait de nouveau lorsque la tige est soulevée.

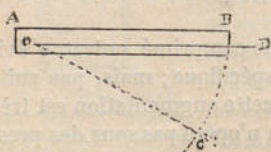


Fig. 79. — Expérience de Dupré.

2° Une mince lame de laiton AB (fig. 79) est munie d'un fil métallique fixe BC et d'un second fil OD très mince, mobile dans un plan vertical

autour du point O et s'appuyant sur le premier pendant ses déplacements. On amène ce fil contre la lame en OD, puis on prend, avec un pinceau, un liquide formé de proportions convenables d'eau de savon et de glycérine (liquide glycérique de Plateau) ou d'eau de savon et de sucre <sup>(1)</sup> (liquide de Terquem) et

(1) Dans un litre d'eau distillée bouillante, dissolvez 15 grammes de savon de Marseille bien sec, filtrez jusqu'à limpidité parfaite, puis ajoutez 30 grammes de sucre, par 100 centimètres cubes d'eau de savon bouil-



l'on mouille le fil BC, la lame et le fil OD; si on abaisse alors ce fil de façon à l'amener en OC, il se forme une lame liquide qui remplit l'espace OCD et la tension superficielle des deux faces de cette lame suffit pour soulever le fil OC et le ramener en OD dès qu'on l'abandonne à lui-même. (Expérience de A. Dupré.)

3° On plonge dans le liquide de Plateau, ou dans le liquide de Terquem, un cadre constitué par un fil métallique, qui emporte, lorsqu'on le retire, une mince lame liquide sur laquelle on dépose un fil de cocon dont on a réuni les deux bouts et que l'on a préalablement mouillé avec le même liquide. Ce fil prend une forme plus ou moins irrégulière; mais si l'on vient à crever la lame liquide dans l'intérieur du contour fermé du fil, celui-ci se tend instantanément et prend une forme exactement circulaire, ce qui prouve que la tension superficielle d'un liquide est la même dans toutes les directions. (Expérience de van der Mensbrugge.)

129. **Mesure de la tension superficielle.** — Imaginons une section faite par un plan idéal, normal à la surface libre d'un liquide. De part et d'autre de ce plan, et tangentiellement à la surface, agissent des forces, égales entre elles, qui maintiennent réunis les deux bords de la section; en conséquence, si l'on cherchait à séparer l'une de l'autre les deux portions de la couche contractile superficielle, on éprouverait une certaine résistance. Cette résistance, évaluée en milligrammes, sur une longueur de 1 millimètre considérée le long de la ligne de section, a été prise pour mesure de la tension superficielle du liquide.

On peut effectuer la détermination de cette force par divers procédés. Nous aurons occasion d'en indiquer quelques-uns par la suite; la méthode suivante, due à van der Mensbrugge, permet d'évaluer la tension superficielle directement et très simplement, sinon d'une façon très rigoureuse.

On approche d'un fil de coton AA' (fig. 80), tendu horizontalement, un tube de verre VV' très fin, maintenu horizontal et muni à ses deux extrémités de deux petits disques de liège qui l'empêchent de venir au contact du fil. Ce tube porte en outre, en son milieu, un petit plateau de papier P attaché par des fils de cocon. Si l'on passe un pinceau, imbibé du liquide glycérique, entre le fil et le tube, il reste entre eux une lame liquide L dont la tension superficielle

lante. Ce liquide doit être enfermé dans des flacons et chauffé au bain-marie pour détruire les germes de fermentation.



maintient le tube suspendu. Soient  $l$  la longueur de cette lame exprimée en millimètres et  $F$  la tension superficielle du liquide par millimètre de longueur; la lame ayant deux faces, la tension superficielle s'exerce sur chacune d'elles, c'est-à-dire sur une lon-

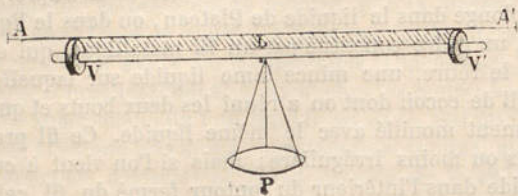


Fig. 80. — Mesure de la tension superficielle.

gueur  $2l$ , et donne donc une résultante égale à  $2lF$ . Or cette résultante peut être déterminée en chargeant graduellement de sable le plateau en papier, de façon à amener la rupture de la lame liquide. Si le poids du plateau, du sable et du tube est  $p$  au moment où la rupture se produit, on aura :

$$2lF = p,$$

$$\text{d'où : } F = \frac{p}{2l}.$$

La tension superficielle est une constante physique qui varie avec la nature du liquide; pour un même liquide, sa valeur dépend de la température. Les nombres du tableau suivant sont relatifs à la température de  $15^{\circ}$  :

Mercure.....	47 <sup>mm</sup> .00	Huile d'olive .....	3 <sup>mm</sup> .5
Eau distillée.....	7 .55	Alcool éthylique .....	2 .5
Glycérine.....	7 .2	Éther éthylique.....	1 .8

D'après les recherches récentes de Eötvös, Ramsay, Shields, on pourrait déduire de la tension superficielle des liquides les poids moléculaires et, dans certains cas, les températures critiques de ces corps.

130. **Composante normale due à la tension superficielle.** — Lorsque la surface libre d'un liquide est plane, la tension superficielle ne peut donner naissance, en aucun point, à une composante normale et ne peut par suite déformer cette surface; tout se passe comme si la membrane à laquelle nous avons assimilé la couche

superficielle, était fixée aux parois du vase et seulement tendue dans le sens horizontal.

Il n'en est plus de même lorsque la surface libre est courbe. Dans ce cas, la tension superficielle donne naissance en chaque point, comme la tension élastique d'une membrane courbe, à une composante normale. On démontre que, si l'on désigne par  $R$  et  $R'$  les rayons de courbure principaux de la surface au point considéré, la valeur de la composante normale  $N$  par unité de surface en ce point est donnée par la formule :

$$N = F \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right),$$

qui a été établie par Laplace et dans laquelle  $R$  et  $R'$  doivent être considérés comme positifs ou négatifs suivant qu'ils sont comptés d'un côté ou de l'autre de la surface libre. Le signe du second membre indique d'ailleurs le sens de la direction de la composante normale. En particulier, lorsque les courbures principales en un même point sont toutes les deux concaves ou convexes, les deux rayons  $R$  et  $R'$  ont le même signe et la composante normale est dirigée dans le même sens que ces rayons.

Si la surface est sphérique,  $R=R'$ ; il vient alors :

$$N = \frac{2F}{R},$$

et la composante normale est dirigée, en chaque point, vers le centre de la sphère dont la surface fait partie.

L'existence de cette composante normale est facilement démontrée par l'expérience; il suffit pour cela de souffler à l'extrémité d'un tube une bulle de savon que l'on remplit de fumée de tabac. Si l'on ferme alors l'extrémité libre du tube, la grosseur de la bulle reste invariable; si, au contraire, le tube reste ouvert, la bulle revient progressivement sur elle-même et finit par disparaître en chassant la fumée, que l'on voit sortir par l'extrémité ouverte du tube. Si l'on met le tube en communication avec un manomètre, celui-ci accuse un excès de pression qui, d'après ce que

nous venons de dire, doit être égal à  $2\frac{2F}{R}$ , car les deux surfaces de la bulle, qui ont très sensiblement le même rayon, ont chacune leur composante normale dirigée dans le même sens. De là résulte un moyen d'évaluer  $F$ .



La considération de la composante normale explique comment certains corps peuvent rester à la surface de liquides dont la densité est cependant inférieure à la leur, ce qui est le cas de certains animaux qui vivent et se meuvent à la surface de l'eau. Le corps de ces animaux n'est pas mouillé par l'eau, et la couche superficielle de ce liquide est déprimée par leur poids; une composante normale, dirigée verticalement de bas en haut, prend donc naissance et si l'intensité de cette force est supérieure au poids de l'animal, celui-ci reste à la surface. C'est encore grâce à la composante normale de la tension superficielle que la larve du cousin, qui vit dans l'eau et qui est plus lourde que ce liquide, peut se maintenir sans effort à la surface pour respirer. Cette larve est en effet munie d'un organe qui termine son tube à air et qu'elle peut à volonté contracter ou dilater de façon à lui donner la forme d'une pointe ou d'un entonnoir. Elle le contracte pour percer la couche superficielle et le dilate pour se maintenir à la surface du liquide.

**131. Equilibre d'un liquide soustrait à l'action de la pesanteur.**  
— Lorsqu'un liquide est soustrait à l'action de la pesanteur, et nous verrons plus loin comment Plateau a réalisé cette condition, il est uniquement soumis aux actions réciproques qui s'exercent entre ses molécules. Or nous avons vu (§ 128) que toutes les actions qui s'exercent sur une molécule quelconque située à une distance de la surface libre plus grande que le rayon de la sphère d'activité se détruisent deux à deux; ces actions moléculaires ne peuvent donc intervenir dans les conditions d'équilibre, lesquelles ne peuvent par suite dépendre que des actions supportées par les molécules superficielles, c'est-à-dire de la tension superficielle des liquides.

D'après cela, si une masse liquide est librement abandonnée à elle-même tout en étant soustraite à l'action de la pesanteur, la contractilité de sa couche superficielle lui donnera une forme telle que sa surface libre soit aussi petite que possible. Or la sphère étant, de tous les corps de même volume, celui dont la surface est minima, la masse liquide prendra une forme sphérique.

Dans le cas plus général où la masse liquide, tout en étant soustraite à l'action de la pesanteur, n'est pas absolument libre et est assujettie à toucher des contours fermés, ce qu'on peut réaliser par l'expérience ainsi qu'on va le voir plus loin, la forme de la surface liquide, au moment de l'équilibre, doit satisfaire à une condition que l'on peut déterminer par les considérations suivantes.



Pour tout liquide en équilibre, des éléments égaux pris sur la surface de la masse doivent supporter la même pression. Or, dans le cas actuel, la pression supportée par un élément de surface n'est constituée que par la composante normale de la tension superficielle; par suite, au moment de l'équilibre, cette composante normale doit avoir la même valeur pour tous les points de la surface. Cette surface doit donc satisfaire à cette condition qu'on ait, en tous ses points :

$$N = F \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right) = \text{constante.}$$

La tension superficielle  $F$  étant d'ailleurs constante pour tous les points de la surface, la condition précédente se réduit à :

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} = \text{constante.}$$

Il est facile de voir que la sphère est l'une des surfaces qui satisfont à cette condition.

132. **Expériences de Plateau.** — Pour étudier expérimentalement les figures d'équilibre des liquides sous l'influence des seules actions moléculaires, Plateau composait un mélange d'alcool et d'eau ayant exactement la même densité que l'huile d'olive et plaçait, avec une pipette, une goutte d'huile au sein de ce mélange. Dans ces conditions, la goutte d'huile prend la forme sphérique, se maintient immobile au sein du mélange et reprend sa forme primitive si on vient à la déformer mécaniquement.

Ce cas est encore sensiblement réalisé lorsqu'une masse liquide, simplement immergée dans l'air, est assez petite pour que son poids soit négligeable par rapport à la composante normale de sa tension superficielle; cette masse prend sensiblement la forme d'une sphère. C'est le cas d'une goutte de mercure déposée sur un corps que ce liquide ne mouille pas.

En assujettissant la surface d'une masse d'huile à passer par les contours de cadres métalliques graissés que l'on introduit dans le mélange d'alcool et d'eau, on peut obtenir un certain nombre de figures d'équilibre, qui toutes satisfont à la condition :

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} = \text{constante.}$$



On obtient des figures analogues avec des bulles de savon qui prennent naturellement la forme sphérique, mais auxquelles on peut donner d'autres formes en les assujettissant à passer par des contours métalliques préalablement mouillés. La masse du liquide qui constitue les bulles est ici si faible qu'on peut négliger les actions de la pesanteur, par rapport aux valeurs des composantes normales de la tension superficielle qui s'exercent sur les deux faces de la bulle.

En plongeant dans son liquide glycérique des charpentes rigides formées de fil de fer légèrement oxydé, et les retirant avec précaution, Plateau a pu obtenir des lames liquides, *systèmes laminaires*, dont les formes très variées pouvaient toujours être prévues par le calcul.

Il en est de même pour les *systèmes laminaires à arêtes flexibles* obtenus par Terquem à l'aide de charpentes formées de tiges rigides et de fils flexibles.

## II. — Actions moléculaires réciproques des liquides entre eux et avec les solides.

### A. — TENSION SUPERFICIELLE SUR LES SURFACES EN CONTACT. — CAPILLARITÉ.

133. — **Tension superficielle au contact de deux liquides.** — Lorsque deux liquides sont en contact, deux cas sont à considérer, suivant que les liquides sont miscibles ou non.

Dans le premier cas, les liquides se mélangent et constituent une masse homogène. L'expérience montre que la tension superficielle de ce mélange est intermédiaire entre celles des liquides mélangés.

Lorsque les deux liquides ne sont pas miscibles, la tension de chacun d'eux est diminuée sur la surface de contact. La tension de la couche superficielle d'un liquide résulte, en effet, de ce que les molécules de cette couche ne sont soumises qu'aux actions de molécules sous-jacentes. Si donc un second liquide B existe au-dessus de la surface libre du premier liquide A, la tension de cette surface sera diminuée par suite de l'existence de molécules sus-jacentes. Cette tension doit même être nulle dans le cas où le liquide supérieur a une tension superficielle égale à celle du liquide inférieur, car la surface du liquide A est alors, au point de vue des actions moléculaires, dans les mêmes conditions qu'une

couche prise au sein de ce liquide A, couche dans laquelle n'existe aucune tension.

La tension de la surface de B en contact avec A subit d'ailleurs, et pour la même raison, une certaine diminution. Par suite la somme des tensions des deux liquides sur leur surface de contact sera  $\Phi = F + F' - f$ , F et F' étant les tensions des deux liquides lorsque leur surface libre est en contact avec l'air.

134. **Tension superficielle au contact d'un liquide et d'un solide.** — Nous supposons que le liquide ne pénètre pas dans le solide, ne le dissout pas, ne l'attaque pas et qu'il n'existe aucune lame d'air entre les surfaces solide et liquide en regard.

Le mode de raisonnement employé dans le paragraphe précédent montre que la tension superficielle, au niveau de la surface de séparation *liquide-solide*, doit être inférieure à la tension superficielle du liquide par rapport à l'air. La valeur de la nouvelle tension dépend d'ailleurs de la nature du solide et de celle du liquide.

135. **Étalement des liquides.** — Les faits dont il vient d'être question interviennent pour régler les conditions d'étalement des liquides.

Soient une goutte M (fig. 84) d'un liquide en contact avec la surface libre LL' d'un liquide non miscible avec le premier et

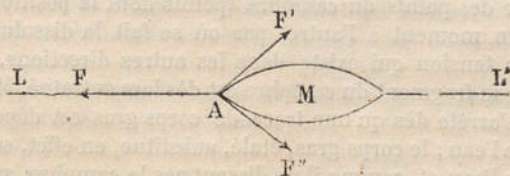


Fig. 84. — Équilibre de deux liquides en contact.

une section faite perpendiculairement à la courbe suivant laquelle les deux surfaces libres se raccordent. Au point A, comme en tous les autres points de cette courbe, s'exercent trois forces F, F', F'', qui sont les tensions superficielles des deux liquides et la tension sur la surface de contact. La goutte M sera en équilibre lorsque les trois forces F, F', F'' se feront équilibre, c'est-à-dire lorsque l'une quelconque d'entre elles sera égale et directement opposée à la résultante des deux autres. La forme de la surface de contact et celle de la surface libre de la goutte doivent



d'ailleurs être telles que, en un point quelconque, la composante normale soit égale à la pression hydrostatique de la goutte en ce même point.

La goutte ne sera pas en équilibre, en particulier, lorsque l'une des forces  $F$  sera supérieure à la somme des deux autres  $F'$  et  $F''$ ; dans ce cas, la goutte s'étalera sous la traction de la force  $F$  s'exerçant sur la courbe qui limite la surface de contact des deux liquides. C'est ce qui arrive, par exemple, lorsqu'une goutte d'huile est déposée à la surface de l'eau, car la tension  $F$  de l'eau est 7.35, la tension  $F'$  de l'huile 3.5 et celle de la surface de séparation 2.09. Les corps gras s'étalent comme l'huile à la surface de l'eau et pour les mêmes motifs.

Ces considérations rendent compte d'un certain nombre de faits.

Une très petite quantité de corps gras déposée à la surface de certains liquides empêche ceux-ci de mousser par suite de l'étalement du corps gras à la surface du liquide.

L'action, connue depuis longtemps, de l'huile versée sur la mer agitée doit de même être rapportée à l'étalement du corps gras à la surface de l'eau.

On sait que des parcelles de camphre projetées à la surface de l'eau bien pure se meuvent dans tous les sens; ce phénomène est d'ailleurs dû à une diminution de la tension superficielle de l'eau à l'entour des points du camphre (points dont la position est variable d'un moment à l'autre) par où se fait la dissolution et à l'excès de tension qui existe dans les autres directions, suivant lesquelles le fragment du camphre est dès lors entraîné. Mais cette rotation s'arrête dès qu'une trace de corps gras est déposée à la surface de l'eau; le corps gras, étalé, substitue, en effet, sa surface à celle de l'eau et, comme il ne dissout pas le camphre, sa tension superficielle n'est modifiée dans aucune direction.

136. Angle de raccordement d'un liquide et d'un solide. — A la surface de contact d'un solide et d'un liquide, la tension de celui-ci est diminuée, comme nous avons vu qu'elle l'était par la présence d'un autre liquide, d'une quantité  $f$  qui dépend de la nature du solide et du liquide en présence. On conçoit dès lors que la tension réelle  $F - f$  de la surface de contact puisse être positive ou négative, c'est-à-dire que la diminution  $f$  due au solide soit inférieure ou supérieure à la tension  $F$  de la surface libre du liquide. Lorsque  $f$  est inférieur à  $F$ , la couche liquide en contact avec le solide se trouve encore dans un certain état de tension contrac-



tile; si  $f$  est supérieur à  $F$ , cette même surface, au lieu de tendre à se contracter, tend au contraire à s'agrandir; en d'autres termes, la surface de contact tend à augmenter en dimensions et le liquide s'étale sur le solide. Suivant que la valeur de  $F - f$  est positive ou négative, on dit que le liquide *ne mouille pas* ou *mouille* le solide avec lequel il est en contact.

Considérons d'abord le cas d'un liquide qui ne mouille pas le solide et soit M (fig. 82) une molécule qui se trouve à la limite de la surface de contact et de la surface libre. Cette molécule sera soumise, de la part de la tension contractile de cette dernière surface, à une force  $MF = F$  tangente à la surface libre en M. La tension contractile  $F - f = F'$  de la surface de contact exercera de même une action  $MF'$  sur cette même molécule. Si l'on décompose la force  $MF$  en deux autres  $MT$  et  $MN$  parallèle et perpendiculaire à la surface du solide, la molécule M ne pourra être en équilibre que si la composante  $MT$  est égale et directement opposée à  $MF'$ ; quant à la composante  $MN$  normale au solide, elle tend à entraîner la paroi solide et est détruite par la résistance de cette paroi que nous supposons fixe.

Si l'on représente par  $\theta$  l'angle  $TMF$ , dit *angle de raccordement*, la condition d'équilibre sera donc :

$$F \cos \theta = F', \quad \text{ou :} \quad \cos \theta = \frac{F'}{F}.$$

Comme d'ailleurs  $MT$  et  $MF'$  doivent être directement opposées, il est nécessaire, pour qu'il y ait équilibre, que l'angle  $\theta$  soit aigu.

Soit maintenant un liquide qui mouille le solide. La tension  $F'$  de la surface de contact est alors négative, c'est-à-dire que cette surface tend à augmenter de dimensions, que le liquide doit s'étaler sur le solide s'il est horizontal, ou monter le long de sa surface si celle-ci, comme nous le supposons sur la figure 83, est verticale. Toute molécule M située au niveau de la courbe de raccordement du liquide et du solide est donc soumise aux deux tensions  $MF$  de la surface libre du liquide et  $MF'$  de la surface de contact. La

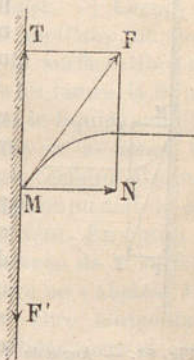


Fig. 82. — Angle de raccordement d'un liquide et d'un solide (cas où le liquide ne mouille pas le solide).

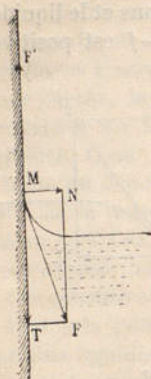


condition, pour qu'il y ait équilibre, sera encore que la composante verticale  $MT$  de la force  $MF$  soit égale et directement opposée à  $MF'$ , ce qui exige que l'angle de raccordement  $FMF'$  soit obtus. Quant à la composante  $MN$  normale à la paroi solide, elle est encore détruite par la résistance de cette paroi que nous supposons fixe.

Dans le cas où  $F' = F$ , l'angle de raccordement est égal à  $180^\circ$ ; c'est ce qui arrive pour le verre et l'eau.

Que les liquides mouillent ou ne mouillent pas le solide, il résulte de ce qui précède que la surface libre d'un liquide n'est pas horizontale dans le voisinage immédiat d'une paroi solide et que la valeur de l'angle de raccordement dépend seulement de la nature du solide et du liquide en présence. Cet angle doit donc être indépendant de l'orientation de la paroi solide par rapport à la verticale, ainsi qu'on le constate au moyen de l'expérience suivante indiquée par Gay-Lussac.

Fig. 83. — Angle de raccordement d'un liquide et d'un solide (cas où le liquide mouille le solide).



L'une des branches de deux vases communicants (fig. 84) est

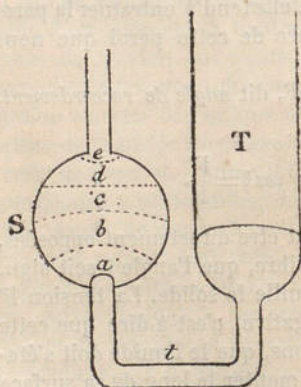


Fig. 84. — Constance de l'angle de raccordement.

constituée par un tube de verre étroit  $t$  dans lequel on a soufflé une ampoule sphérique  $S$ . Si l'on verse graduellement du mercure dans l'autre branche  $T$ , ce liquide, à mesure qu'il s'élève dans l'ampoule  $S$ , se trouve en contact avec une paroi dont l'inclinaison sur l'horizon décroît progressivement de  $180^\circ$  à  $0^\circ$ ; aussi sa surface libre prend-elle différentes formes représentées en  $a, b, c, d, e$  sur la figure. La mesure de l'angle de raccordement permettrait de vérifier que cet angle est, dans toutes les positions de la surface libre, égal à  $47^\circ$ .

Si nous considérons le cas d'un liquide compris entre deux parois verticales, la surface libre se

relèvera ou s'abaissera dans le voisinage de chacune d'elles, et, si les parois sont suffisamment rapprochées, cette surface aura la forme d'un ménisque qui sera concave ou convexe suivant que l'angle de raccordement sera plus grand ou plus petit que  $90^\circ$ .

137. **Tubes capillaires.** — *Lois expérimentales.* — Lorsqu'on plonge dans un liquide un tube très étroit, dit *capillaire*, ou deux lames planes très rapprochées et parallèles, la surface libre du liquide présente, à l'intérieur du tube ou entre les lames, la forme d'un ménisque concave ou convexe suivant que le liquide mouille ou ne mouille pas le solide qui constitue le tube ou les lames. La surface extérieure du liquide, horizontale à une certaine distance du tube ou des lames, présente dans le voisinage immédiat de ces solides une courbure de même sens qu'à l'intérieur. En outre, et contrairement aux lois de l'hydrostatique, le niveau de la surface libre, à l'intérieur du tube ou des lames, s'élève ou s'abaisse au-dessus ou au-dessous du niveau de la surface libre horizontale extérieure, suivant que le liquide mouille le solide (verre et eau, mercure et cuivre amalgamé) ou qu'il ne le mouille pas (mercure et verre, etc.).

Par suite de la forme courbe du ménisque à l'intérieur du tube ou des lames, tous les points de la surface de ce ménisque ne sont pas à la même distance verticale du plan horizontal qui se confond avec la surface libre extérieure du liquide. La valeur moyenne de ces distances est désignée sous le nom de *hauteur moyenne d'ascension* ou de *dépression* suivant le cas.

En mesurant approximativement ces hauteurs pour des tubes capillaires de diamètres différents, Jurin a trouvé la loi suivante qui porte son nom.

*Les hauteurs moyennes d'ascension ou de dépression d'un même liquide, dans des tubes cylindriques de même substance, sont en raison inverse des diamètres de ces tubes.*

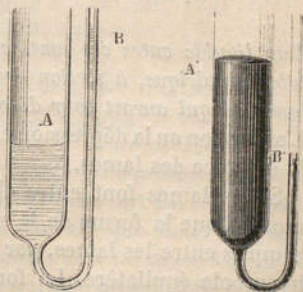


Fig. 85. — Tubes capillaires.

La mesure d'une dépression dans un tube capillaire s'effectue facilement en ayant recours à la disposition de la figure 85 qui consiste dans l'emploi de deux vases communicants dont l'un B' est très étroit et dont l'autre A' est suffisamment large pour que



la surface libre du liquide y soit plane dans la majeure partie de son étendue. Cette disposition peut aussi être utilisée pour mesurer les ascensions (A, B fig. 85); mais il est préférable, dans ce cas, de placer le tube capillaire dans un large vase contenant le liquide. Quoi qu'il en soit, il faut avoir soin de bien nettoyer le tube et, lorsqu'il s'agit d'un liquide qui le mouille, de le bien mouiller préalablement en déterminant, par aspiration ou par un procédé quelconque, une ascension du liquide au-dessus du niveau auquel ce liquide s'arrêtera.

Des mesures précises effectuées par Gay-Lussac, Hagen, Ed. Dessains, Quet et Seguin, ont montré que la loi de Jurin était exacte.

Pour un même liquide et un même solide, la hauteur moyenne d'ascension ou de dépression ne dépend d'ailleurs que du diamètre de la section du tube, supposée circulaire, au niveau même où s'arrête le liquide (fig. 86).

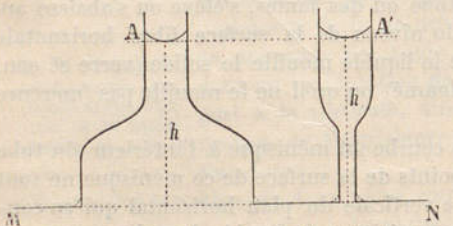


Fig. 86. — Ascension d'un même liquide dans des tubes capillaires de forme différente.

Dans le cas de lames parallèles, la hauteur moyenne de l'ascension ou de la dépression

d'un liquide entre ces lames est la moitié de ce qu'elle serait dans un tube cylindrique, à section droite circulaire, de même nature que les lames et qui aurait pour diamètre leur distance. (Loi de Laplace.) L'ascension ou la dépression est donc inversement proportionnelle à la distance des lames.

Si les lames font entre elles un angle très aigu, l'expérience montre que la forme de la section de la surface libre du liquide, compris entre les lames, par le plan bissecteur de ces lames est une hyperbole équilatère. La forme de cette courbe peut se déduire facilement du calcul en admettant que, dans chaque plan vertical perpendiculaire à la bissectrice de l'angle des lames, la surface libre du liquide occupe le même niveau qu'entre deux lames parallèles dont la distance serait celle qui existe, au niveau considéré, entre les lames inclinées.

Toutes choses égales d'ailleurs, la hauteur de l'ascension ou de

la dépression étant réglée par la valeur de la tension superficielle du liquide, une trace de matière étrangère (corps gras, par exemple, dans le cas de l'eau) suffit pour modifier la hauteur de l'ascension ou de la dépression. De là la nécessité, lorsqu'on veut effectuer des mesures, d'opérer avec des tubes rigoureusement propres et des liquides parfaitement purs.

L'ascension d'un même liquide dans un même tube dépend encore de la température. La température n'agit pas seulement en modifiant la densité du liquide et le diamètre du tube ; elle exerce également une action sur la valeur de la tension superficielle du liquide et les variations qui en résultent pour la hauteur du liquide soulevé ou déprimé n'obéissent pas à une loi simple.

*Théorie élémentaire des phénomènes précédents. — Soit (fig. 87)*

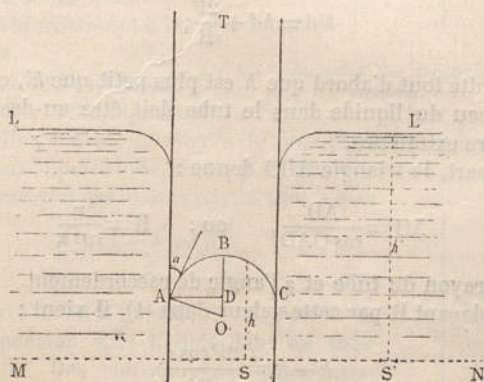


Fig. 87. — Théorie des phénomènes capillaires.

un tube capillaire T plongé dans un liquide en équilibre qui ne le mouille pas et dont la surface libre extérieure est LL'. Soit ABC la surface du ménisque dans le tube, surface que nous supposons être une portion de sphère de centre O et de rayon  $OA = R$ .

En chaque point de ce ménisque, la tension superficielle F donne naissance à une composante N normale à la surface et égale à  $\frac{2F}{R}$  sur chaque unité de surface (§ 130). Cette force est d'ailleurs assimilable à une pression qui s'exercerait sur chaque unité de surface du ménisque ; elle doit donc se transmettre dans tous les sens à l'intérieur du liquide, conformément aux lois de l'hydrostatique.



Considérons dès lors deux éléments de surface égaux à l'unité, pris sur un même plan horizontal MN, l'un S à l'intérieur du tube capillaire, l'autre S' à l'extérieur et assez loin de ce tube pour que la surface libre, au-dessus de cet élément, soit horizontale.

L'élément S' supportera la pression hydrostatique  $h'd$ ,  $d$  étant la densité du liquide; quant à l'élément S, il supportera d'une part une pression hydrostatique  $hd$ , d'autre part une pression  $\frac{2F}{R}$  due aux composantes de la tension du liquide à la surface du ménisque et transmise à travers le liquide. Les éléments S et S' devant supporter la même pression, puisqu'ils sont sur un même plan horizontal, on doit avoir :

$$h'd = hd + \frac{2F}{R}; \quad (1)$$

d'où il résulte tout d'abord que  $h$  est plus petit que  $h'$ , c'est-à-dire que le niveau du liquide dans le tube doit être au-dessous de la surface libre extérieure.

D'autre part, le triangle ADO donne :

$$AO = \frac{AD}{\cos OAD}, \quad \text{ou :} \quad R = \frac{r}{\cos \alpha}$$

$r$  étant le rayon du tube et  $\alpha$  l'angle de raccordement.

En remplaçant R par cette valeur dans (1), il vient :

$$h - h' = \frac{2F \cos \alpha}{rd}.$$

Donc : la différence des niveaux du liquide à l'extérieur et à l'intérieur du tube est en raison inverse du rayon de ce tube (loi de Jurin); cette différence dépend en outre de l'angle de raccordement  $\alpha$ , c'est-à-dire de la nature du solide et du liquide.

Si la dépression a lieu, non plus dans un tube mais entre deux lames verticales parallèles et si l'on suppose que la surface du ménisque soit cylindrique, on démontre que la composante normale en chaque point du ménisque est  $N = \frac{F}{R}$ ; cette composante est donc la moitié seulement de ce qu'elle est dans un tube de diamètre égal à la distance des lames et la dépression du liquide doit être alors moitié moindre que dans ce tube. (Loi de Laplace.)

Dans le cas où le liquide mouille le tube, les composantes normales de la tension superficielle sont assimilables, par suite de la forme concave du ménisque, à une pression, dirigée de bas en haut, qui tend à soulever le liquide dans le tube ; le liquide s'élèvera donc plus haut à l'intérieur du tube qu'à l'extérieur (fig. 88). On montrerait d'ailleurs, comme dans le cas précédent, que la hauteur d'ascension doit être en raison inverse du diamètre du tube, conformément à la loi de Jurin.

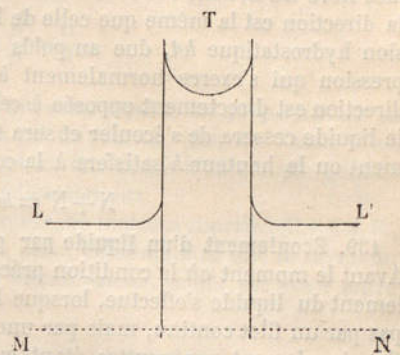


Fig. 88. — Ascension d'un liquide dans un tube capillaire.

La mesure de l'ascension, dans un tube, d'un liquide

qui le mouille, fournit le moyen le plus précis de détermination de la tension superficielle du liquide. En effet, en admettant que l'angle de raccordement soit égal à 180, on a :

$$F = \frac{(h - h')rd}{2};$$

d'où on tire F si on a mesuré  $h - h'$ ,  $r$  et  $d$ .

138. **Suspension d'un liquide dans un tube capillaire.** — Des considérations analogues aux précédentes donnent encore l'explication de la suspension des liquides dans les tubes de petit diamètre.

Soit un tube capillaire dans lequel on provoque, par aspiration, l'ascension, au-dessus du niveau normal, d'un liquide qui mouille les parois. Si l'on sort alors le tube, le liquide soulevé s'écoule en partie, mais une colonne, de hauteur moyenne  $h$  (fig. 89), reste suspendue et présente une surface libre, concave à sa partie supérieure, convexe à sa partie inférieure au niveau de l'extrémité du tube. Les conditions d'équilibre sont, en effet, les suivantes.



Fig. 89. — Suspension d'un liquide dans un tube capillaire.

Sur l'unité de surface S de la surface libre CSD s'exerce : 1° une



composante normale  $N$  due à la tension superficielle de la surface  $CSD$ ; 2° une composante normale  $N'$ , due à la tension de la surface libre  $AS'B$ , dont l'effet se transmet à travers le liquide et dont la direction est la même que celle de la composante  $N$ ; 3° la pression hydrostatique  $hd$ , due au poids de la colonne liquide  $SS'$ , pression qui s'exerce normalement à l'élément  $S$ , mais dont la direction est directement opposée à celle de  $N$  et de  $N'$ . Par suite, le liquide cessera de s'écouler et sera en équilibre à partir du moment où la hauteur  $h$  satisfera à la condition :

$$N + N' = hd. \quad (1)$$

139. **Écoulement d'un liquide par gouttes. Compte-gouttes.** — Avant le moment où la condition précédente est satisfaite, l'écoulement du liquide s'effectue, lorsque le tube est assez étroit, non pas par un filet continu, mais par une série de gouttes distinctes. Cet écoulement par gouttes étant employé à divers usages, en particulier pour le dosage des liquidés contenant en dissolution une substance active médicamenteuse, il importe de connaître le mécanisme de la formation des gouttes et les lois du phénomène.

Au moment où le liquide qui s'écoule dépasse un peu l'extrémité inférieure du tube, sa surface libre est fortement convexe. Si la condition exprimée par la formule (1) du paragraphe précédent n'est pas satisfaite, le liquide descend et une goutte se forme qui grossit de plus en plus et finit par se détacher du tube.

La rupture se fait dans une région étranglée de la goutte, un peu au-dessous de l'extrémité du tube, le long d'une section dont nous représenterons le rayon par  $r$ ; à ce moment, le poids  $p$  de la goutte est devenu très peu supérieur à la tension superficielle  $F$  qui existe sur toute la circonférence  $2\pi r$ , si bien que l'on peut écrire :

$$p = 2\pi r F.$$

L'écoulement par gouttes du même liquide à travers un tube de rayon différent donnerait de même :

$$p' = 2\pi r' F,$$

$p'$  étant le poids des nouvelles gouttes et  $r'$  le rayon du nouveau cercle suivant lequel la rupture s'opère. De là on tire :

$$\frac{p}{p'} = \frac{r}{r'}.$$

On admet d'ailleurs que, entre certaines limites, les rayons  $r$  et  $r'$  des cercles de *gorge* ou de *rupture* sont proportionnels aux rayons  $R$  et  $R'$  des tubes, de telle sorte que l'on peut écrire :

$$\frac{p}{p'} = \frac{R}{R'}.$$

Donc : *Le poids des gouttes d'un même liquide est proportionnel au rayon ou au diamètre du tube qui les fournit.* (Loi de Tate.) C'est cette loi que l'on utilise quand on fait usage d'un compte-gouttes pour le dosage de liquides médicamenteux.

Lorsque deux liquides différents, de tensions superficielles  $F$  et  $F'$ , s'écoulent par un même tube, on a, en admettant que le rayon du cercle de rupture conserve la même valeur, ce qui est exact entre certaines limites :

$$p = 2\pi rF \quad \text{et} \quad p' = 2\pi rF';$$

d'où :

$$\frac{p}{p'} = \frac{F}{F'}.$$

Donc : *Pour un même tube, le poids des gouttes est proportionnel à la tension superficielle du liquide.* De là un procédé pour évaluer cette tension, procédé qui présente l'avantage d'être extrêmement rapide, mais qui exige, pour conduire à des résultats exacts, que l'on se mette à l'abri des causes qui peuvent modifier la tension superficielle des liquides, que l'on évite, en particulier, la présence de vapeurs de corps volatils qui modifieraient cette tension à la surface des gouttes.

La tension superficielle d'un mélange hydroalcoolique dépendant de la quantité d'alcool que le mélange contient, Duclaux a tiré de l'emploi du compte-gouttes une méthode aussi simple que sensible pour faire l'analyse d'un mélange d'alcool et d'eau. Pour une même différence dans la proportion d'alcool, la différence du nombre des gouttes données par un même volume est d'autant plus grande que le mélange est moins riche en alcool; la sensibilité de ce procédé de dosage est donc d'autant plus grande que la quantité d'alcool est plus faible, à l'inverse de ce qui arrive avec l'alcoomètre. Une autre avantage de cette méthode, d'après Duclaux, est que les indications du compte-gouttes ne sont pas sensiblement altérées par la présence, dans le mélange, d'une certaine proportion de substances solides dissoutes,



si bien que l'alcool contenu dans le vin, par exemple, peut être dosé directement sans distillation préalable.

140. **Chapelets capillaires.** — Soit une petite colonne liquide ABCD (fig. 90), contenue dans un tube capillaire, cylindrique et

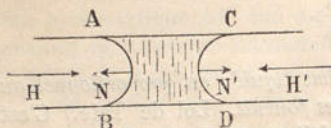


Fig. 90. — Chapelets capillaires.

horizontal, en deçà et au delà de laquelle existent des masses d'air limitées dont on peut faire varier la pression. Supposons que des pressions égales  $H$  et  $H'$  soient exercées par l'air sur les deux faces  $AB$  et  $CD$  et soient  $N$

et  $N'$  les valeurs de la composante normale de la tension superficielle par unité de surface de  $AB$  et de  $CD$ . La représentation de ces forces sur la figure montre que, au moment de l'équilibre, on doit avoir :

$$H - N = H' - N', \quad (1)$$

dans le cas, auquel la figure se rapporte, d'un liquide qui mouille le tube. Puisque  $H = H'$ , l'égalité (1) exige que l'on ait  $N = N'$ , c'est-à-dire que les courbures des ménisques  $AB$  et  $CD$  soient égales.

Supposons que la pression  $H$  qui s'exerce sur  $AB$  augmente de  $h$ ; le premier effet de cet accroissement de pression  $h$ , s'il est progressif, sera, non de déplacer la goutte, mais de creuser le ménisque  $AB$  de manière à diminuer son rayon de courbure. La composante normale de ce ménisque augmentera donc et deviendra égale à  $N+n$ , de telle sorte que la pression, transmise de gauche à droite à travers le liquide, sera égale à  $H+h-(N+n)$  et par conséquent supérieure de  $h-n$  à la pression  $H-N$  qui était d'abord transmise. Le premier effet de cet excès de pression  $h-n$  sera de provoquer l'appâtissement du ménisque  $CD$  et par suite d'augmenter son rayon de courbure, si bien que la composante normale à la surface de  $CD$  prendra une valeur  $N'-n'$ , moindre que celle qu'elle possédait d'abord. La pression  $H'$  qui s'exerce sur  $CD$  ne se transmettra donc de droite à gauche à travers le liquide qu'après avoir subi une diminution égale à  $N'-n'$  au niveau de  $CD$ . Les deux pressions de sens inverses  $H+h-(N+n)$  et  $H'-(N'-n')$  ne sont plus dès lors égales et l'équilibre n'existera de nouveau qu'au moment où, par suite d'un déplacement du liquide vers la droite, la masse d'air située de ce côté aura subi une diminution de volume et par suite une augmentation convenable de pression.



Cette augmentation  $h'$  est d'ailleurs donnée par la nouvelle condition d'équilibre :

$$H + h - (N + n) = H' + h' - (N' - n');$$

d'où, en remarquant que  $H = H'$  et que  $N = N'$  :

$$h' = h - (n + n').$$

Il résulte de là qu'un excès de pression  $h$  exercé d'un côté de la colonne liquide est équilibré par une augmentation de pression  $h'$  moindre que  $h$  exercée de l'autre côté ; en d'autres termes, l'excès de pression exercé d'un côté ne se transmet pas intégralement au delà de la colonne liquide.

Si donc une deuxième, une troisième... colonne existent au delà de celle que nous venons de considérer, l'excès de pression transmis après chacune d'elles ira progressivement en diminuant et deviendra nul au delà d'un certain nombre de colonnes liquides ; à partir de ce niveau, l'excès de pression  $h$  exercée à l'autre extrémité ne se fera nullement sentir. Jamin a pu ainsi exercer à l'une des extrémités d'un chapelet capillaire, constitué par des index liquides séparés par des bulles gazeuses, une pression de trois atmosphères (2 mètres de mercure ou 31 mètres d'eau) sans parvenir à déplacer la colonne discontinue.

Les mêmes phénomènes se produisent lorsque le liquide ne mouille pas le solide, et on peut en rendre compte par un raisonnement analogue au précédent.

Il en est de même encore si le chapelet capillaire est constitué, non plus par des index liquides et des bulles gazeuses, mais par deux liquides non miscibles.

Ces deux sortes de chapelets peuvent se produire dans l'organisme sous l'influence de causes diverses ; ce que nous venons de dire de leurs propriétés, quant à la transmission des pressions, permet de comprendre comment ces chapelets peuvent arrêter la circulation dans les vaisseaux à l'intérieur desquels ils se forment.

141. **Mouvements des liquides dans les tubes coniques.** — Si l'on introduit une goutte de liquide dans un tube conique dont l'axe est maintenu horizontal, le liquide se déplace vers le sommet du tube ou en sens inverse suivant qu'il mouille ou ne mouille pas le tube. On observe les mêmes phénomènes avec des lames inclinées dont le plan bissecteur est horizontal.

L'explication de ces faits est la suivante : La pression atmosphé-



rique ayant la même valeur au niveau des deux ménisques, l'état d'équilibre ou de mouvement du liquide sera uniquement réglé par les valeurs relatives  $N$  et  $N'$  de la composante normale sur chaque unité de surface de chacun des ménisques. Or, si le tube est conique, le ménisque qui se trouve dans la partie plus étroite de ce tube aura un rayon de courbure plus petit; par suite, la valeur de  $N$  y sera supérieure à la valeur correspondante de  $N'$  sur l'autre ménisque. Le liquide se déplacera donc dans le sens de la force  $N$ . En conséquence, suivant que le liquide mouille ou ne mouille pas le tube, ce liquide se déplacera vers le sommet du tube ou en sens inverse.

142. **Mouvements de solides dus aux actions capillaires.** — L'expérience montre que, si l'on plonge dans un liquide deux lames parallèles, de même substance, assez rapprochées pour qu'il se produise entre elles une dénivellation sensible de toute la surface du liquide, ces deux lames, si elles sont mobiles, se rapprochent jusqu'au contact lorsqu'elles sont simultanément mouillées ou non

mouillées par le liquide; les lames s'écartent, au contraire, l'une de l'autre si l'une d'elles est mouillée et l'autre non mouillée

par le liquide.  
La cause de ces mouvements résulte des considérations suivantes.

Supposons, par exemple, que les deux lames soient mouillées par le liquide; celui-ci s'élève alors entre les lames à une certaine hauteur au-dessus du niveau de la surface libre  $MN$  dans le vase (fig. 91). La pression atmosphérique, dont la valeur est  $P$  par unité de surface, s'exerce directement à la surface  $AA'$  du ménisque; mais elle n'est trans-

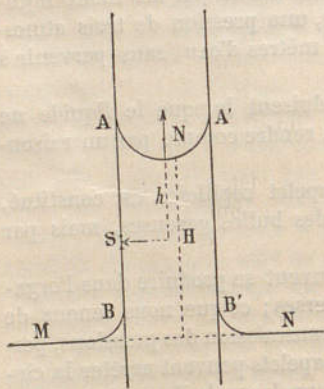


Fig. 91. — Rapprochement de deux lames mouillées.

mise au-dessous de ce niveau qu'après avoir été diminuée de la valeur  $N$ , rapportée à l'unité de surface, de la composante normale de la tension superficielle. Chaque unité de surface  $S$  considérée sur l'une des lames supporte donc une pression normale  $P - N + hd$ ,  $hd$  représentant le poids d'une colonne du liquide, de

pois spécifique absolu  $d$ , ayant pour base l'unité, et pour hauteur la distance verticale  $h$  de l'élément considéré au ménisque.

Or, au moment où le liquide est en équilibre, la pression doit être uniforme et égale à la pression atmosphérique sur toute unité de surface considérée sur le plan horizontal MN de la surface libre extérieure. On doit donc avoir, en appelant H la hauteur totale du liquide soulevé entre les lames

$$P = P - N + Hd.$$

Par suite, tout élément liquide S situé à l'intérieur des lames au-dessus de MN supportera, par unité de surface, une pression normale inférieure à P et d'autant plus petite que l'on considérera un point plus rapproché de AA'; mais, à ce même niveau, la pression atmosphérique exerce à l'extérieur une pression que nous pouvons regarder comme invariable et égale à P. Les deux faces internes des lames AB et A'B' supporteront donc, en chacun de leurs points, une pression inférieure à celle qu'exerce extérieurement au même niveau la pression atmosphérique. L'équilibre sera dès lors impossible et les deux lames se rapprocheront, ce qui entrainera une nouvelle ascension du liquide et un rapprochement plus grand, jusqu'à ce que les deux lames soient arrivées au contact.

Un raisonnement analogue montrerait que les deux lames sont également poussées l'une vers l'autre lorsqu'elles ne sont pas mouillées par le liquide.

Pour se rendre compte de l'écartement de deux lames suffisamment rapprochées, lorsque l'une est mouillée et l'autre non mouillée, il suffit de remarquer, d'une part, que, par suite de la faible distance des lames, l'ascension contre la lame mouillée A (fig. 92) est moindre à l'intérieur des lames qu'à l'extérieur et que cette lame doit donc se déplacer vers l'extérieur; d'autre part, que la dépression contre la lame non mouillée est de même moindre à l'intérieur des lames qu'à l'extérieur et que cette disposition a

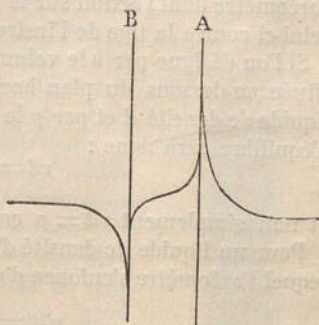


Fig. 92. — Écartement de deux lames dont l'une est mouillée et l'autre non.



encore pour conséquence un déplacement de la lame B vers l'extérieur.

On peut facilement vérifier les trois cas que nous venons d'indiquer à l'aide de balles de liège placées sur l'eau : les unes doivent être bien nettoyées et abandonnées un certain temps dans l'eau, de façon à être bien mouillées ; les autres doivent être enduites de noir de fumée par exposition à une flamme fuligineuse, afin d'empêcher qu'elles ne soient mouillées par le liquide.

143. **Influence des actions capillaires sur l'équilibre des aréomètres.** — Lorsqu'un aréomètre est plongé dans un liquide qui le mouille, le liquide s'élève contre sa tige à une certaine hauteur au-dessus du plan horizontal de la surface libre. L'angle de raccordement étant de  $180^\circ$ , la tension superficielle du liquide, dont la valeur est  $F$  par millimètre de longueur, s'exerce verticalement, de haut en bas, sur tout le pourtour  $2\pi r$  de la section droite de l'aréomètre au niveau de laquelle se fait le raccordement.

En d'autres termes, les choses se passent comme si un poids égal à  $2\pi rF$  était suspendu à la tige de l'aréomètre et ajoutait ainsi son effet à celui du poids de l'instrument.

Cette force  $2\pi rF$  représente, en somme, la réaction du liquide sur l'aréomètre dont l'action sur le liquide se traduit par l'ascension de celui-ci contre la tige de l'instrument.

Si l'on désigne par  $v$  le volume total de la partie de l'aréomètre située au-dessous du plan horizontal de la surface libre dans un liquide de densité  $d$  et par  $p$  le poids de l'instrument, la condition d'équilibre sera donc :

$$vd = p + 2\pi rF \quad (1)$$

et non simplement  $vd = p$  comme nous l'avons supposé (§ 108).

Pour un liquide de densité  $d'$  et de tension superficielle  $F'$ , dans lequel l'aréomètre s'enfonce d'un volume  $v'$ , on aura de même :

$$v'd' = p + 2\pi rF'; \quad (2)$$

en tirant  $p$  de l'équation (1) et le portant dans (2) il vient :

$$\frac{v'}{v} = \frac{d}{d'} + \frac{2\pi r(F' - F)}{vd'}$$

Les aréomètres dont la graduation est basée sur la proportionnalité inverse  $\frac{v'}{v} = \frac{d}{d'}$  des volumes immergés et des densités correspon-



dantes ne donnent donc des indications exactes que si  $F = F'$ . Cette influence de la tension superficielle peut, d'après les expériences de Duclaux, altérer le chiffre des centièmes de la densité; elle s'oppose, en outre, à ce que l'on puisse augmenter en quelque sorte indéfiniment la sensibilité des aréomètres par la diminution du calibre de la tige.

Il résulte encore de ce qui précède que les seuls aréomètres qui puissent fournir des indications exactes, lorsque l'on ne tient pas compte de l'influence perturbatrice des actions capillaires toujours difficiles à évaluer, sont ceux qui sont toujours plongés dans le même liquide (aréomètre Nicholson, densimètre de Rousseau) ou qui, comme les alcoomètres, sont toujours plongés dans les liquides mêmes qui ont servi à établir les divisions de leur graduation.

On conçoit, d'après ce qui précède, que toutes les causes qui modifient la tension superficielle pourront changer d'une quantité notable le point d'affleurement d'un aréomètre dans un même liquide; c'est ce qu'on peut observer, par exemple, en faisant arriver des vapeurs d'éther au contact de la surface de l'eau dans laquelle plonge un aréomètre, ou en touchant cette surface avec le doigt très légèrement huilé, etc. De là la nécessité d'avoir des aréomètres et des éprouvettes très propres et d'éviter le voisinage des corps volatils, si l'on veut supprimer des causes importantes d'erreur.

#### 444. Influence des actions capillaires sur les hauteurs barométriques ou manométriques.

Il faut tenir compte de la dépression qui résulte des actions qui se produisent au contact du verre et du mercure, lorsqu'on mesure une pression par la colonne mercurielle qui lui fait équilibre et que cette colonne est contenue dans un tube de verre dont le diamètre est plus petit que 35<sup>mm</sup> environ. Or, cette dépression dépend de l'angle de raccordement, ou de la distance verticale  $hh'$  (fig. 93) qui représente la flèche du ménisque, ainsi que du diamètre des tubes; des formules permettent de calculer la valeur de cette dépression en fonction de ces deux éléments et d'établir des tables numériques à double entrée.

Pour chaque détermination de hauteur mercurielle, il suffira

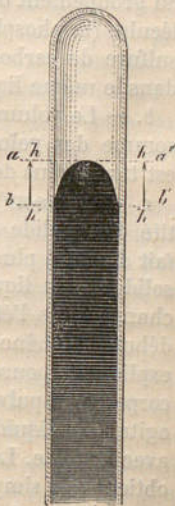


Fig. 93. — Flèche du ménisque.



donc de mesurer la flèche du ménisque  $hh'$  pour pouvoir, grâce aux tables dont il vient d'être parlé, et en supposant connu le diamètre du tube, trouver la valeur de la dépression due à la capillarité.

B. — DISSOLUTION. IMBIBITION. DIFFUSION. OSMOSE.

145. **Dissolution des solides.** — Lorsqu'un solide est en contact avec un liquide, les actions réciproques des molécules de ces deux corps peuvent être suffisantes pour provoquer la désagrégation de tout ou partie du solide dont les molécules se dispersent dans toute la masse du liquide; on dit alors que le solide se *dissout* dans le liquide. On désigne sous le nom de *solvant* ou *dissolvant* le liquide qui dissout le solide, sous le nom de *solution* ou de *dissolution* le nouveau liquide qui résulte de la dissémination du solide dans le solvant.

*a.* — Le phénomène de la dissolution dépend non seulement de la nature des molécules en présence (les graisses, par exemple, insolubles dans l'eau, sont solubles dans la benzine), mais encore du groupement ou du nombre des atomes qui constituent ces molécules (le phosphore ordinaire, par exemple, est soluble dans le sulfure de carbone, tandis que le phosphore rouge est insoluble dans le même liquide).

*b.* — Le volume d'une solution est en général plus petit que la somme des volumes du solvant et du solide dissous. La solution est tantôt plus dense, tantôt moins dense que le solvant.

*c.* — A une même température, la dissolution d'une même quantité d'un solide dans une même quantité d'un même liquide, se fait d'autant plus rapidement : 1° que les surfaces de contact du solide et du liquide sont plus grandes, pourvu que rien ne soit changé dans l'état de ces surfaces; 2° que le liquide renferme au début du phénomène une moindre quantité du solide. Ces faits expliquent pourquoi on facilite généralement la dissolution d'un corps en le pulvérisant, pourquoi on active aussi la dissolution en agitant le liquide de façon à renouveler les couches en contact avec le solide. Lorsque la solution est plus dense que le solvant, on obtient très simplement le renouvellement continu de ces couches en maintenant le solide à la partie supérieure du liquide. Il y a lieu d'utiliser cette disposition dans la préparation de la solution désinfectante de sulfate de cuivre, dans celle de la solution de bichromate de potassium pour les piles à bouteilles, etc.



d. — On appelle *concentration* d'une dissolution le poids de solide contenu dans l'unité de volume de la solution.

A une même température, un volume donné de liquide ne peut dissoudre qu'un poids maximum d'un solide déterminé; lorsque ce poids est dissous, on dit que le liquide est *saturé*.

L'expérience montre que, dans tous les cas, ce poids maximum est proportionnel au volume du solvant. On appelle alors *coefficient de solubilité* d'un solide dans un liquide le rapport, constant pour une même température, qui existe entre le poids maximum de solide dissous et le volume de liquide employé; on peut dire encore que le *coefficient de solubilité* d'un solide est le poids maximum du solide qui peut être dissous par l'unité de volume du liquide. Ce nombre change avec la nature du solide et celle du liquide. Le coefficient de solubilité est donc une constante physique spécifique des corps, c'est-à-dire un nombre qui peut servir à les caractériser.

A la même température, le coefficient de solubilité d'un solide A, dans un liquide qui renferme déjà un autre solide B en solution, dépend de la nature et de la proportion du solide déjà dissous. On conçoit, en effet, qu'un liquide contenant déjà une certaine proportion d'un solide doive être considéré comme un solvant particulier, pour lequel chaque solide aura un coefficient particulier de solubilité. C'est ainsi que le sublimé corrosif se dissout plus facilement dans une solution aqueuse d'acide tartrique que dans l'eau pure.

e. — Le coefficient de solubilité d'un solide dans un liquide donné varie avec la température et l'on peut représenter la loi de ces variations par une courbe appelée *courbe de solubilité*. Pour la plupart des corps, le coefficient de solubilité augmente progressivement avec la température. Cette augmentation, qui est plus ou moins rapide suivant la nature du solide et du liquide, n'est pas en général proportionnelle à l'élévation de température. Pour certains corps, le coefficient de solubilité augmente jusqu'à une certaine température et diminue ensuite si la température continue à croître. On dit que ces corps présentent un *maximum* de solubilité; ce maximum correspond à la température de 32°,7 pour le sulfate de sodium. Ces exceptions à la règle générale, relative à l'augmentation de la solubilité quand la température s'élève, paraissent dues à ce que la nature du solide dissous change avec la température. Le sulfate de sodium ordinaire, par exemple, est un



hydrate qui commencerait à se décomposer à  $32^{\circ},7$  pour donner un composé moins soluble.

146. **Cristallisation. Sursaturation.** — *Cristallisation.* Quand on refroidit une solution saturée ou qu'on diminue par évaporation le volume du solvant, il arrive un moment où la solution contient un poids  $P$  du solide dissous supérieur au poids  $p$  qui la saturerait dans les nouvelles conditions de température ou de volume. L'excès  $P-p$  repasse alors à l'état solide, en prenant le plus souvent une forme cristalline, et la solution reste saturée.

Lorsqu'un liquide contient simultanément plusieurs solides en dissolution, le solide qui se dépose en plus grande abondance, lors de l'évaporation ou du refroidissement, est celui pour lequel  $P-p$  est le plus grand. Si donc l'un des solides est seul dissous à saturation, on pourra, par un traitement convenable, faire déposer ou cristalliser une partie de ce solide seul.

C'est sur les considérations précédentes que sont basés certains procédés, souvent employés en Chimie, soit pour faire cristalliser des corps à l'état de pureté, soit pour séparer et purifier des corps mélangés entre eux.

*Sursaturation.* — Lorsqu'on refroidit lentement une solution saturée à une température  $t$ , en prenant toutes les précautions nécessaires pour qu'aucune parcelle solide du corps dissous ne se trouve au contact du liquide saturé, on peut le plus souvent amener cette solution à une température bien inférieure à sa température de saturation  $t$ , sans que le corps dissous repasse à l'état solide. On dit alors qu'il y a *sursaturation*.

L'expérience réussit particulièrement bien avec le sulfate ou l'hyposulfite de sodium et avec l'azotate de chaux.

Dans un liquide sursaturé, les molécules du corps dissous sont dans un état d'équilibre instable; en effet, il suffit souvent d'un choc ou d'un frottement au sein de la masse liquide pour faire presque immédiatement passer à l'état solide tout l'excès de substance solide dissoute que renferme la solution. Toutefois, d'après Gernez et Violette, le seul procédé certain pour faire cesser la sursaturation consiste à amener en contact de la liqueur sursaturée un cristal du corps dissous ou un cristal isomorphe. La cristallisation commence alors autour de ce cristal et rayonne dans toute la masse.

C'est ainsi qu'une solution aqueuse sursaturée de sulfate de soude cristallise au contact d'un cristal de sulfate de soude hydraté



( $\text{SO}^4\text{Na}^2 + 10\text{H}^2\text{O}$ ), mais non d'un cristal de sulfate de soude anhydre. Un cristal de sulfate de soude hydraté fait également cristalliser une solution sursaturée de chromate de soude ( $\text{CrO}^4\text{Na}^2 + 10\text{H}^2\text{O}$ ) dont les cristaux sont isomorphes avec ceux du sulfate de soude hydraté. Avec une solution sursaturée de soufre dans le sulfure de carbone, Gernez a pu obtenir des cristaux octaédriques ou prismatiques, suivant qu'il projetait dans la solution un cristal du premier ou du second de ces types.

147. **Applications du phénomène de la dissolution.** — *a.* La présence dans un liquide d'un solide dissous abaisse le point de congélation de ce liquide. Raoult a établi que cet abaissement est en raison inverse du poids moléculaire de la substance dissoute et a déduit de là un procédé, auquel il a donné le nom de *cryoscopie*, pour la détermination du poids moléculaire des substances solubles.

*b.* La température d'ébullition d'une solution est supérieure à celle du solvant; aussi les solutions aqueuses sont-elles fréquemment utilisées pour réaliser une température de bain-marie supérieure à celle de l'ébullition de l'eau.

*c.* L'état de solution facilite les réactions chimiques et rend en outre plus facile l'absorption, c'est-à-dire la pénétration d'un corps dans les tissus organiques. C'est là l'une des raisons pour lesquelles beaucoup de médicaments solides sont administrés à l'état de dissolution.

*d.* La désagrégation d'un solide au sein d'un liquide qui le dissout exige une certaine dépense de travail, qui se traduit par une certaine absorption de chaleur; une autre dépense de travail et par suite une nouvelle absorption de chaleur bien moins grande il est vrai que la précédente, résultent de même de la dissémination des molécules du solide au sein de la masse du solvant. Ces deux temps de la dissolution détermineront donc un abaissement de température de la solution, si l'on ne fournit pas au liquide la chaleur nécessaire à leur production <sup>(1)</sup>. D'autre part, le solvant se combine quelquefois avec le corps solide qu'il dissout et donne lieu ainsi à un dégagement de chaleur; enfin le volume de la so-

(1) Inversement, quand un corps dissous repasse à l'état solide, il dégage de la chaleur. On peut facilement s'en assurer en plaçant un tube à essai contenant de l'éther dans une solution sursaturée d'hyposulfite de sodium. L'éther est porté à l'ébullition quand on fait cristalliser l'hyposulfite.



lution peut être moindre que la somme des volumes du solvant et du corps dissous et de cette diminution du volume total résulte, comme nous le verrons dans l'étude de la chaleur, une élévation de température. La température finale de la dissolution est donc la résultante des effets de deux groupes d'actions contraires; donc, suivant que l'une ou l'autre de ces actions prédominera, on observera un abaissement ou une élévation de température.

C'est ainsi que 5 parties de neige déterminent un refroidissement assez intense en se dissolvant dans 1 partie d'acide sulfurique, l'abaissement de température qui résulte de la dissolution de la neige étant très supérieure à l'élévation de température que détermine la combinaison de la neige fondue avec l'acide sulfurique. On observe au contraire une élévation de température si l'on fait dissoudre 1 partie de neige dans 5 parties d'acide sulfurique.

Le froid produit par la dissolution est, dans certains cas, si considérable que l'on peut l'utiliser dans la pratique pour obtenir la congélation de l'eau et de divers liquides. Les mélanges capables de fournir un tel abaissement de température sont appelés *mélanges réfrigérants*. Les plus usités sont les suivants :

2 parties de neige ou de glace pilée et 1 partie de sel marin, qui donnent un abaissement de température de 20°.

Parties égales d'eau et d'azotate d'ammonium pulvérisé, qui donnent un abaissement de température de 25°.

5 parties d'acide chlorhydrique et 8 parties de sulfate de soude, qui donnent un abaissement de température de 28°.

La température finale des mélanges réfrigérants dépend évidemment de la température initiale des corps mélangés; toutefois elle ne peut être inférieure au point de congélation de la solution.

**148. Dissolution des liquides.** — Lorsqu'on mélange deux liquides sans action chimique l'un sur l'autre, les molécules de l'un peuvent se disséminer à travers les molécules de l'autre et réciproquement. On dit dans ce cas que les deux liquides se sont dissous l'un l'autre, qu'ils sont miscibles.

L'agitation active le mélange, mais celui-ci s'effectue encore, alors même que les liquides sont au repos; nous étudierons plus loin ce cas particulier qui constitue la diffusion.

En général, quand deux liquides sont miscibles, ils le sont en toute proportion, comme l'alcool et l'eau. Quelquefois, au contraire, le mélange ne s'opère que jusqu'à une certaine quantité maxima de l'un des liquides et il y a lieu de considérer alors



un coefficient de solubilité. L'eau, par exemple, ne peut pas dissoudre plus de  $\frac{1}{10}$  de son poids d'éther.

Le volume du mélange est en général moindre que la somme des volumes des liquides mélangés. On peut facilement constater cette contraction de volume en mélangeant l'eau et l'alcool. A cet effet, un tube étant à moitié plein d'eau, on achève de le remplir avec de l'alcool que l'on verse avec précaution ; si l'on bouche alors le tube et qu'on le retourne de façon à mélanger les liquides, le mélange ne remplit plus complètement le tube.

149. **Imbibition.** — Les actions moléculaires entre solides et liquides peuvent ne pas être assez énergiques pour amener la dissolution des premiers.

L'*imbibition* est la pénétration d'un liquide dans un solide. Ce phénomène est sous la dépendance de causes encore mal connues. Un seul fait est hors de doute, c'est que l'*imbibition* ne se produit que si le liquide mouille le solide ; toutefois ce n'est point là une condition suffisante.

Il semble qu'on doive établir, au point de vue de l'*imbibition*, une distinction entre les corps minéraux qui possèdent des pores sensibles et les substances organiques dont bon nombre devraient, d'après certains auteurs, être considérées comme continues et ne présentant d'autres solutions de continuité que les espaces intermoléculaires.

a. Les corps poreux minéraux s'*imbibent* sans se gonfler. Le liquide pénètre dans les pores, comme dans un tube capillaire, avec une force parfois considérable. Si l'on creuse en effet une cavité au centre d'un bloc de matière poreuse bien desséchée, que l'on mette cette cavité en communication avec un manomètre et que l'on plonge la substance poreuse dans un liquide capable de l'*imbiber*, on voit le manomètre accuser, au bout de quelques jours, une pression qui peut atteindre de 3 à 4 atmosphères (Jamin). Le liquide, en pénétrant à l'intérieur des pores, a chassé peu à peu l'air qu'ils contenaient jusque dans la cavité centrale où la pression a augmenté progressivement et la valeur de cette pression donne en quelque sorte une mesure de la force qui produit l'*imbibition*.

Un grand nombre de minéraux sont susceptibles d'être *imbibés* par l'eau ou par d'autres liquides. Le phénomène de l'*imbibition* dépend de la nature des corps en contact.



C'est par ce qu'elles s'imbibent d'eau de pluie que les pierres, dites *gélives*, éclatent lorsque le froid fait dilater, en la congelant, l'eau qui les a imbibées. Brard a proposé, pour reconnaître si une pierre est gélive, de la plonger dans une solution saturée à chaud de sulfate de soude puis de la laisser refroidir; si la pierre se brise pendant le refroidissement, c'est qu'elle s'est imbibée et par suite qu'elle est gélive.

b. Les tissus organisés, quelle que soit du reste la façon dont se produit pour eux l'imbibition, absorbent des quantités considérables d'eau, comme l'ont montré les déterminations de Chevreuil, Liebig, Cloetta, Doumer, etc.; 100 parties de vessie de porc, par exemple, absorbent en 24 heures 356 parties d'eau pure.

Le phénomène de l'imbibition des substances organiques dépend d'ailleurs aussi de la nature des corps en contact; c'est ainsi qu'une vessie desséchée s'imbibe d'eau, mais ne s'imbibe pas d'alcool.

Les hygromètres à absorption (hygromètre de Saussure, etc.) sont basés sur l'allongement que subissent les cheveux ou les fibres textiles lorsqu'elles s'imbibent de la vapeur d'eau de l'atmosphère.

L'imbibition des tissus organisés s'accompagne d'une augmentation de volume qui développe une force capable de vaincre des résistances très considérables. Les Egyptiens taillaient leurs obélisques dans le roc en y creusant des rigoles dans lesquelles ils enfonçaient du bois sec qu'ils mouillaient ensuite et qui, en se dilatant par imbibition, faisait éclater la masse rocheuse.

L'augmentation de volume due à l'imbibition se fait lentement comme l'imbibition elle-même; c'est la raison pour laquelle on utilise ce phénomène en chirurgie pour produire la dilatation d'orifices rétrécis, à l'aide d'éponges préparées, de laminaire, etc.

c. Lorsqu'un solide s'est imbibé de la quantité maxima de liquide qu'il peut absorber, on dit qu'il est saturé. Certains corps, et en général les membranes organiques, ont plus d'affinité pour l'eau que pour les solutions salines. Une même membrane plongée dans une solution saline absorbe, pour se saturer, d'autant moins de liquide que cette solution est plus concentrée (Chevreuil, Liebig, Cloetta); en outre le liquide qui imbibé la membrane est moins concentré que la solution dans laquelle la membrane a été plongée (Brücke, Cloetta). Ces faits rendent compte des expériences suivantes. Il suffit de saupoudrer de sel une vessie saturée



d'eau, pour que ce sel, se dissolvant dans l'eau qui imbibe la vessie, en fasse sortir plus de la moitié. Si, d'autre part, l'on comprime une vessie imbibée d'une solution étendue de sel, les premières parties du liquide que l'on extrait ainsi par pression sont plus concentrées que les dernières. Enfin, il suffit de plonger un morceau de vessie desséchée dans une solution saturée de sel marin pour voir le sel se déposer en cristaux, par suite de la forte proportion d'eau absorbée par la vessie (Ludwig).

Dans un mélange de deux liquides, l'imbibition peut porter sur l'un seulement des liquides ou sur les deux; dans ce dernier cas, la quantité de chacun des liquides absorbée par imbibition dépend de l'affinité que le corps présente pour chacun des liquides du mélange.

150. **Transsudation. Filtration.** — Les phénomènes que l'on désigne par ces mots sont des conséquences de l'imbibition.

Un liquide, en contact avec l'une des faces d'un solide qu'il imbibe, peut traverser ce solide et apparaître sur la face opposée. On dit alors que le liquide *transsude* à travers le solide.

La facilité et la rapidité avec lesquelles s'opère cette transsudation dépendent de la nature du solide et de celle du liquide. Quand il s'agit d'une membrane, la face de la membrane en contact avec le liquide influe également.

Lorsqu'on fait transsuder des dissolutions, le liquide qui transsude peut être moins concentré que le liquide soumis à la transsudation. La transsudation peut également modifier la composition d'un mélange de liquides.

La transsudation permet de séparer d'un liquide les parcelles solides qu'il tient en suspension. On désigne alors sous le nom de *filtre* le corps à travers lequel le liquide transsude et l'on donne à l'opération elle-même le nom de *filtration*. Il faut, pour qu'il y ait réellement filtration, que les pores du filtre aient un diamètre inférieur à celui des corpuscules en suspension dans le liquide à filtrer.

Les filtres utilisés dans la pratique sont nombreux et appropriés aux usages auxquels on les destine; ils peuvent être en papier, peau, étoffe, charbon, sable, etc... Pasteur a préconisé l'emploi de la porcelaine non émaillée pour débarrasser l'eau des micro-organismes qu'elle peut contenir; c'est par de la porcelaine non émaillée que sont constitués les filtres, dits bougies Chamberland, si usités aujourd'hui.



151. **Diffusion simple.** — Si l'on superpose avec précaution, dans un même vase, deux liquides miscibles suivant l'ordre croissant de leurs densités et si l'on évite l'intervention de toute cause perturbatrice (agitation, élévation de température), on observe, au bout d'un certain temps, que chacun des liquides a *diffusé*, c'est-à-dire a pénétré dans l'autre, malgré l'action de la pesanteur qui s'oppose à cette pénétration. Il est facile de s'assurer de ce fait en choisissant des liquides de couleur différente; au bout d'un temps plus ou moins long, les deux liquides sont si intimement mélangés qu'ils constituent, s'ils sont miscibles en toute proportion, un liquide homogène; si les liquides en contact ne sont pas miscibles en toute proportion, chacun d'eux est saturé de l'autre.

La diffusion est accompagnée d'une absorption de chaleur.

Le phénomène de la diffusion est assimilable, quant à sa marche, à la propagation de la chaleur par conductibilité (Bertholet); en outre, sa cause même a été rapportée à la nature de l'agent calorifique. Mais nous ne pouvons insister ici sur les considérations d'après lesquelles on rattache ainsi le phénomène de la diffusion à la théorie de la chaleur.

On n'a guère étudié jusqu'ici que la diffusion entre des solutions aqueuses de différents solides et l'eau pure. Dans ces conditions, la quantité de solide dissous qui passe, à chaque instant, à travers l'unité de surface d'un plan horizontal, est proportionnelle à la différence de concentration du liquide de chaque côté de ce plan (Loi de Fick). On appelle *coefficient de diffusibilité* d'une substance, la quantité de cette substance qui traverse, dans l'unité de temps, l'unité de surface d'une couche liquide d'épaisseur égale à 1 et dont les deux faces sont maintenues à des états de concentration différents d'une unité.

On appelle *vitesses de diffusion* de différentes substances les temps que mettent mêmes poids de ces substances pour traverser une même couche liquide de même épaisseur.

L'étude de la diffusion a été faite par Graham, Fick, Thomson, Beilstein, Voit, Hoppe-Seyler, Weber, etc., au moyen de procédés divers.

Un procédé des plus simples, sinon des plus précis, celui de Graham, consiste à dissoudre 10 grammes de la substance à étudier dans 100 centimètres cubes d'eau, et à porter cette solution, à l'aide d'une pipette, au fond d'un vase plein d'eau distillée. Au bout d'un temps convenable, on puise, avec une pipette à extrémité



capillaire ou avec un siphon, une certaine quantité de liquide à des hauteurs différentes et l'on dose la quantité du corps dissous qui se trouve dans les divers échantillons du liquide puisé.

Le coefficient de diffusibilité augmente, pour un même corps, avec la température. Pour le sel marin, il serait à 5° de 0.765 et à 20° de 1.133. D'après Schumeister, ce coefficient ne serait pas absolument indépendant de la concentration du liquide.

Le coefficient de diffusibilité varie très notablement avec la nature des corps considérés; il est égal à 1.742 pour l'acide chlorhydrique à 5°, à 0.765 pour le sel marin à la même température, à 0.063 pour l'albumine à 13°.

Graham a divisé les corps en deux grandes catégories suivant qu'ils diffusaient plus ou moins facilement, plus ou moins rapidement. Les corps qui diffusent le mieux, et qu'il appelle *cristalloïdes*, comprennent la plupart des substances cristallisables et des liquides: sel marin, sucre, acide chlorhydrique, alcool, etc.

Graham range sous le nom de *colloïdes* les substances analogues à la colle, telles que l'albumine, l'amidon, la gomme, la gélatine, etc..., qui, à proprement parler, ne se dissolvent pas dans l'eau et forment avec ce liquide des gelées; ces substances diffusent fort peu ou même point du tout.

Lorsqu'on fait diffuser avec de l'eau une solution aqueuse de plusieurs substances, chacune de celles-ci diffuse à peu près comme si elle était seule. Si donc la solution contient deux substances dont les vitesses de diffusion soient très différentes, par exemple un colloïde et un cristalloïde, on comprend qu'on puisse séparer, au moins partiellement, ces substances par diffusion simple.

L'inégalité de leurs vitesses de diffusion suffit parfois pour séparer deux éléments d'une combinaison; tel est le cas du bisulfate de potasse et de l'alun de potassium qui se dédoublent partiellement en diffusant.

132. **Diffusion à travers un septum. Osmose.** — Lorsque deux liquides sont séparés au moyen d'une cloison ou *septum* constitué par un corps poreux ou par une membrane organique, il peut arriver que ces liquides traversent le septum, arrivent sur la face opposée et se mélangent alors par diffusion; on dit dans ce cas qu'il y a *osmose*.

Les phénomènes d'osmose, observés d'abord par Nollet, furent étudiés pour la première fois par Dutrochet au moyen de l'*endosmomètre* ou *osmomètre*. Cet instrument n'est autre chose qu'un



petit vase dont le fond est constitué par une membrane, et dont le goulot est fermé par un bouchon à travers lequel passe un tube gradué; ce vase, rempli d'un liquide jusqu'à une certaine hauteur, est plongé dans un vase plus grand contenant de l'eau. Après un temps plus ou moins long, une variation du niveau liquide dans le tube gradué indique le passage de l'un des liquides au moins à travers la membrane. On peut s'assurer, par l'analyse du liquide de l'endosmomètre et du liquide extérieur, que, en général, chacun des liquides traverse la membrane en sens inverse.

Ce procédé de Dutrochet, qui ne comporte que l'observation de la variation de niveau dans l'osmomètre, est insuffisant, car, si des volumes égaux de chacun des liquides passent en sens inverse pendant le même temps à travers le septum, l'osmomètre ne fournit aucune indication. En outre, s'il se produit une variation de niveau, l'osmose ne s'effectue pas pendant toute sa durée sous une pression constante.

Aussi l'étude de l'osmose a-t-elle été reprise par des méthodes plus exactes, sur lesquelles nous ne pouvons d'ailleurs insister longuement ici (Ludwig, Boulland, Jolly, Ekhard, Graham, etc...). Des expériences ont été faites, soit en plaçant de chaque côté du septum des liquides différents : eau, alcool, éther, chloroforme; soit, plus souvent, en prenant pour liquides, d'une part, l'eau distillée, d'autre part, une solution aqueuse et plus ou moins concentrée de différents solides.

Si l'on remarque que la théorie de la diffusion simple n'est pas encore entièrement établie, on comprendra qu'il en soit à plus forte raison ainsi pour l'osmose, car la diffusion se complique alors du passage du corps à travers un septum; aussi nous bornerons-nous à résumer quelques-uns des faits principaux qui ressortent des expériences faites jusqu'à aujourd'hui.

*a.* — L'osmose ne paraît pas obéir exactement aux mêmes lois, suivant que le septum est constitué par une cloison poreuse minérale ou par une membrane organique. Nous nous occuperons surtout ici de ce dernier cas, car c'est celui qui se trouve réalisé dans les organismes végétaux et animaux, au sein desquels l'osmose paraît jouer un rôle important dans bon nombre de phénomènes biologiques.

*b.* — L'osmose ne peut se produire que si les deux liquides sont miscibles, et si l'un au moins des liquides mouille le septum et l'imbibe.



c. — Il y a, en général, prédominance de l'un des courants osmotiques. Pour un même septum, le sens de ce courant prédominant dépend de la nature des liquides <sup>(1)</sup> et aussi de leur concentration, lorsqu'il s'agit de solutions. Pour l'eau et une solution aqueuse d'acide sulfurique, séparées par une même membrane, il y a osmose prédominante de l'eau vers la solution ou de la solution vers l'eau, suivant que la densité de la solution est supérieure ou inférieure à 1.07, à 10°. En général, pour une solution saline, il y a, à travers une membrane, transport prédominant de l'eau vers la solution; pour deux solutions d'un même sel, il y a transport prédominant de la solution la moins concentrée vers la plus concentrée et l'intensité de l'osmose dépend en outre, dans ce cas, de la différence de concentration des deux solutions. Les corps dissous pour lesquels l'osmose se fait le plus rapidement sont, en général, ceux qui diffusent le plus vite (cristalloïdes). Lorsqu'un liquide renferme plusieurs solides dissous, chacun traverse en général la membrane avec des vitesses ou dans des proportions différentes, il arrive fréquemment que chacun se comporte à peu près comme s'il était seul en solution. C'est sur ce fait qu'est basé le procédé de séparation des corps dissous auquel Graham a donné le nom de *dialyse* (§ 153).

d. — Pour deux mêmes liquides le sens du courant osmotique prédominant dépend de la nature du septum. Ce courant prédominant va de l'eau vers l'alcool à travers une vessie, de l'alcool vers l'eau à travers une lame de caoutchouc; il n'y a même qu'un seul courant dans ce dernier cas. La rapidité de l'osmose dépend de l'épaisseur du septum. Pour les membranes organisées, la rapidité de l'osmose dépend aussi, en général, de la face de la membrane en contact avec l'eau. Ce fait est évidemment en rapport avec la complexité de structure de ces membranes, qui sont ordinairement constituées par plusieurs couches; on n'observe plus les mêmes différences avec des membranes homogènes.

(1) Jolly, en faisant osmoser à travers une membrane des solutions salines avec de l'eau maintenue pure par un renouvellement constant, avait déterminé le poids d'eau qui se substitue, à travers la membrane, à 1 gramme de substance dissoute; il trouva que ce poids était constant pour un même corps et une même membrane, et il le nomma *équivalent endosmotique*. Mais Ludwig et surtout Eckhard ont établi que l'équivalent endosmotique n'est point une constante spécifique du corps dissous; pour une même membrane, ce nombre varie notablement avec le degré de concentration de la solution.



e. — On peut rapprocher des phénomènes d'osmose à travers un septum solide, l'expérience suivante due à Lhermite. On superpose avec précaution, dans un tube, du chloroforme, de l'eau et de l'éther. Le chloroforme ne peut se dissoudre dans l'eau, mais l'éther, qui y est partiellement soluble, y pénètre, traverse la couche aqueuse et vient se dissoudre dans le chloroforme, si bien qu'au bout d'un certain temps, toute la couche d'éther placée au-dessus de l'eau a disparu, tandis que le niveau de la couche de chloroforme s'est élevé. L'eau joue dans cette expérience un rôle analogue à celui d'une membrane qui ne se laisserait imbiber que par l'un des liquides, comme c'est le cas pour un septum en caoutchouc qui sépare l'alcool de l'eau.

f. — La chaleur favorise l'osmose. Les courants électriques ont une grande influence sur ces phénomènes, car ils peuvent les activer, les enrayer ou même en changer le sens.

453. **Dialyse.** — Si la diffusion simple permet de séparer des substances dissoutes dont la vitesse de diffusion est très différente, et parfois même de réaliser, grâce à cette différence, de véritables décompositions chimiques, on réussit bien mieux à obtenir la même séparation en utilisant les phénomènes d'osmose. C'est ce qu'a fait le premier Dubrunfaut, pour extraire des résidus de la fabrication du sucre de betterave une nouvelle quantité de sucre que l'on ne pouvait utiliser à cause de son mélange avec des sels divers (chlorure de potassium, azotate de potasse, etc.) On fait pour cela circuler dans un appareil spécial (osmogène de Dubrunfaut), d'un côté d'une membrane en papier parchemin <sup>(1)</sup>, la solution de sels et de sucre, de l'autre côté de la membrane, un courant d'eau pure. Les sels minéraux traversent la membrane plus vite que le sucre, si bien que la solution qui contenait au début 4 parties de sel pour 1 partie de sucre ne renferme plus à la fin de l'opération, lorsque celle-ci est bien réglée, qu'une partie de sel pour 4 de sucre. On peut alors retirer de nouveau du sucre, par cristallisation, de la solution ainsi enrichie.

Graham a généralisé le procédé de Dubrunfaut et en a fait une précieuse méthode d'analyse à laquelle il a donné le nom de *dialyse*. La solution à dialyser est placée dans un vase *mnpq* (fig. 94), appelé *dialyseur*, dont le fond *np* est constitué par du papier par-

(1) Le papier parchemin s'obtient en traitant du papier ordinaire par l'acide sulfurique.

chemin et qui plonge dans un vase plus grand CC' contenant de l'eau distillée. Si la solution contient à la fois des cristalloïdes et des colloïdes, les premiers auront, au bout d'un certain temps, passé à peu près complètement à travers la feuille de papier parchemin, tandis que les seconds seront presque intégralement restés dans leur solution primitive. De là un procédé commode pour séparer ces substances lorsqu'elles sont en solution dans un même liquide; ce procédé a été l'objet de nombreuses applications en Chimie analytique et en Toxicologie.

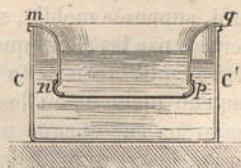


Fig. 94. — Dialyseur.

#### IV. — CORPS GAZEUX

##### CHAPITRE PREMIER

##### AÉROSTATIQUE

##### I. — Principes généraux de l'aérostatique.

154. Propriétés générales des gaz. Action de la pesanteur sur les gaz. — On admet que, dans les corps gazeux, les molécules constituantes sont libres de toute cohésion et ne sont gênées dans leurs mouvements individuels que par les chocs contre les molécules voisines ou contre les parois des vases qui les contiennent. On conçoit que, s'il en est ainsi, les gaz comme les liquides n'aient pas de forme propre, et que, de plus, ils soient *expansibles*, c'est-à-dire qu'ils occupent toujours tout le volume dans lequel ils sont enfermés. Les gaz exercent par suite, sur chaque unité de surface des parois qui limitent leur volume dans tous les sens, une pression égale à la résultante de toutes les actions exercées par les molécules qui, dans leurs mouvements, viennent choquer l'unité de surface considérée. Cette pression par unité de surface est la *force élastique* du gaz.

A cette *expansibilité* que possèdent les gaz correspond évidem-



ment une propriété inverse, la *compressibilité* ; toutes les fois, en effet, que la pression exercée sur chaque unité de surface de la paroi, supposée mobile, sera supérieure à la résultante des actions exercées par les chocs que subit cette surface, le gaz, impuissant à faire équilibre à cette action extérieure, diminuera de volume, jusqu'au moment où les chocs moléculaires, devenus ainsi plus nombreux sur chaque unité de surface, feront de nouveau équilibre à la pression extérieure. Nous nous bornons à signaler ici ces phénomènes de compression que nous étudierons plus en détail dans un prochain Chapitre.

Bien qu'ils soient expansibles, les gaz ne sont pas pour cela soustraits aux actions de la pesanteur. Comme les corps solides et liquides, les gaz sont pesants, mais leur densité est faible. Pour démontrer que les gaz sont pesants, il suffit de fixer au-dessous de l'un des plateaux d'une balance, et d'équilibrer au moyen d'une tare, un grand ballon de verre, muni d'une armature à robinet, dans lequel on a préalablement fait le vide (Otto de Guericke) ou dans lequel on a préalablement comprimé de l'air (Galilée). Si l'on ouvre alors le robinet pour permettre à l'air extérieur de pénétrer dans le ballon, ou pour permettre à l'excès d'air d'en sortir, l'équilibre est rompu et le fléau s'incline du côté du ballon ou du côté opposé.

155. **Extension des principes de l'hydrostatique à l'équilibre des masses gazeuses.** — Les raisonnements par lesquels nous avons établi les principes généraux de l'hydrostatique sont basés sur la fluidité des liquides, c'est-à-dire sur la mobilité des molécules liquides les unes par rapport aux autres. Les molécules des corps gazeux jouissant de la même mobilité, les modes de raisonnement employés en Hydrostatique sont de tous points applicables aux gaz et conduiront, en ce qui concerne l'équilibre de ces corps, à des principes qui ne différeront des principes relatifs à l'équilibre des liquides que par les faits qu'entraîne la grande compressibilité des gaz.

En conséquence, dans une masse gazeuse en équilibre, il y a égalité de pression dans tous les sens autour d'un point, la valeur de cette pression uniforme changeant d'ailleurs, mais dans une proportion beaucoup moins grande que pour les liquides par suite de la faible densité des gaz, avec le niveau auquel se trouve situé dans la masse le point considéré.

De même, dans un gaz au repos, toute pression extérieure se



transmet avec la même intensité sur toute portion de surface égale à la surface pressée et la direction de cette pression est toujours normale à la surface.

Les surfaces de niveau, ou surfaces d'égale pression, existent également dans les gaz en équilibre, où elles sont encore constituées par des plans horizontaux; en outre, comme dans les liquides au repos, la différence des pressions par unité de surface, sur deux plans horizontaux différents, est égale au poids de la colonne gazeuse qui aurait pour section l'unité et pour hauteur la différence de niveau des deux plans. Nous verrons plus loin comment on peut vérifier l'exactitude de ces derniers principes dans l'immense volume gazeux qui entoure la terre et au sein duquel nous vivons; mais il y a lieu alors, si la différence de niveau des plans considérés est assez grande, de tenir compte de la variation de densité, négligeable dans le cas des liquides, qui résulte de la compression que fait subir aux couches inférieures le poids des masses gazeuses supérieures. Par contre, si l'on considère une masse gazeuse limitée par un volume clos, tel que ceux que l'on peut réaliser dans les laboratoires ou dans l'industrie, on peut, par suite de la faible densité des corps gazeux, négliger la différence des pressions sur des plans horizontaux différents et admettre que la pression est la même à tous les niveaux, pour toute unité de surface considérée à l'intérieur de la masse ou sur les parois.

Le principe d'Archimède est également applicable aux gaz et nous verrons plus loin quelle est l'importance de ce principe au point de vue, soit de l'exactitude des pesées effectuées dans l'air, soit de l'explication de l'ascension des aérostats dans l'atmosphère.

Enfin, il est à peine utile de faire remarquer que les principes relatifs à la surface libre des liquides ne peuvent être appliqués aux masses gazeuses, puisque, les gaz étant expansibles, ces corps ne présentent pas de surface libre lorsqu'ils sont enfermés dans un volume clos. Nous verrons en outre, dans le Chapitre III, que, par suite du phénomène de diffusion, il n'existe pas de surface de séparation entre deux gaz au contact.

156. **Vérification expérimentale des principes de l'aérostatique.** — La vérification de la plupart des principes relatifs à l'équilibre des gaz ne peut guère, pour les raisons indiquées dans le paragraphe précédent, être effectuée que sur la masse gazeuse qui constitue l'atmosphère. Il en est ainsi, en particulier, pour



l'existence des surfaces de niveau qui sont alors constituées par des surfaces sphériques concentriques à la surface de la terre, pour

la différence des pressions sur deux surfaces de niveau différentes, et pour le principe d'Archimède étendu aux gaz.

L'existence des surfaces de niveau au sein de l'atmosphère terrestre est démontrée par la célèbre expérience de Toricelli<sup>(1)</sup>.

Un tube de verre de 1 mètre environ de longueur, ouvert à l'une de ses extrémités, est rempli de mercure, puis fermé avec le doigt, renversé et porté sur la cuve à mercure, après quoi le doigt est retiré. On constate alors que le niveau *a* (fig. 95) du mercure dans ce tube B, placé verticalement, est à 0<sup>m</sup>.76 environ au-dessus du niveau *b* du mercure dans la cuvette. Le poids de la colonne *ab* de mercure mesure la pression de l'atmosphère sur une surface, égale à la section droite du tube, considérée à la surface libre du mercure dans la cuvette, car le mercure

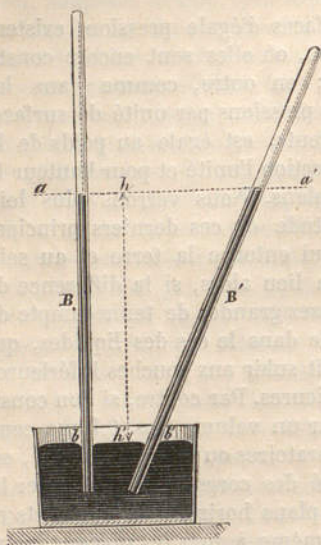


Fig. 95. — Expérience de Toricelli.

atmosphère sur une surface, égale à la section droite du tube, considérée à la surface libre du mercure dans la cuvette, car le mercure

(1) Galilée venait de démontrer que l'air a un poids absolu comme tous les corps solides et liquides et avait écrit que si l'on voulait élever, avec une pompe, du vif-argent (mercure) au lieu d'eau, la hauteur de la colonne de vif-argent aspirée serait à la hauteur de la colonne d'eau, élevée dans les mêmes conditions, dans le rapport inverse des densités des liquides. « Toricelli réfléchissant, dit Thuret (*Journal de Phys.*, 1, p. 171, 1872), sur ce passage de Galilée, comprit ce que Galilée n'avait pas dit expressément, qu'au delà de 18 brasses (environ 10 mètres), si l'on tirait encore le piston, il devait y avoir un espace vide entre la surface inférieure du piston et la surface supérieure de l'eau et il pensa qu'en prenant, suivant l'indication de Galilée, du vif-argent au lieu d'eau, on pourrait produire ce vide dans un tube de verre, plus commodément qu'avec de l'eau dans une pompe. Il communiqua ses idées à Viviani qui les mit à exécution » et réalisa l'expérience à laquelle on a justement donné le nom de Toricelli. Ajoutons que Toricelli expliqua très exactement l'ascension du mercure par l'action de la pesanteur de



étant en équilibre, deux éléments de surface égaux pris sur le même plan horizontal, l'un dans le tube, l'autre à la surface libre du liquide dans la cuvette, doivent supporter la même pression.

La pression en un point d'une surface de niveau d'un liquide en équilibre ne dépendant d'ailleurs que de la distance verticale de ce point à la surface libre, le mercure du tube doit toujours s'élever à la même hauteur  $hh'$ , comptée suivant le verticale, lorsque le tube est incliné (fig. 95, B'); l'expérience confirme qu'il en est bien ainsi.

La signification de l'expérience de Toricelli étant ainsi établie, si l'on réalise cette expérience au même instant en divers lieux rapprochés et situés à la même distance au-dessus du niveau de la mer, on constate que la hauteur de la colonne mercurielle est toujours la même en ces lieux divers, c'est-à-dire que les surfaces de niveau sont concentriques à la surface de la terre.

En outre, si l'on répète simultanément l'expérience de Toricelli à deux hauteurs différentes au-dessus du sol, comme le fit Perrier, à l'instigation de Pascal, au sommet et au bas du Puy-de-Dôme, et comme le fit Pascal lui-même au sommet et au bas de la tour Saint-Jacques, à Paris, on constate que la hauteur du mercure dans le tube est moins grande au niveau du lieu le plus élevé.

L'existence de la poussée que subit un corps plongé dans l'atmosphère est facilement démontrée par le baroscope. On appelle ainsi une balance (fig. 96) dont le

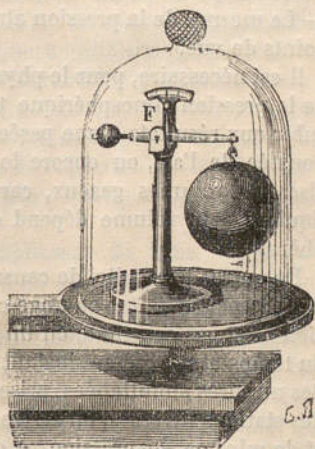


Fig. 96. — Baroscope.

fléau F porte à ses extrémités deux sphères solides, de volumes très inégaux, mais de même poids dans l'air, de telle sorte que ce fléau est horizontal. En réalité, le fléau supporte, à l'une de ses extrémités, le poids réel P de la sphère de plus grand volume dimi-

pair et qu'il songea à mesurer les variations de la pression atmosphérique par la hauteur de la colonne de mercure qui lui fait équilibre, mais qu'il ne put y arriver par suite des effets, qu'il sut cependant constater, de la température sur la hauteur barométrique.



nué du poids  $p$  de l'air déplacé, à l'autre extrémité, le poids réel  $P'$  de la petite sphère diminué du poids  $p'$  de l'air que cette sphère déplace. On a donc :

$$P - p = P' - p',$$

et comme  $p'$  est plus petit que  $p$ , cette égalité exige que  $P'$  soit plus petit que  $P$ . Si donc on supprime les poussées  $p$  et  $p'$  en plaçant l'instrument dans le vide de la machine pneumatique, le fléau doit s'incliner du côté de la sphère de plus grand volume; l'expérience montre qu'il en est bien ainsi.

## II. — Mesure de la pression atmosphérique.

### 157. Importance de la mesure de la pression atmosphérique.

— La mesure de la pression atmosphérique est importante à divers points de vue.

Il est nécessaire, pour le physicien, de connaître la valeur exacte de la pression atmosphérique toutes les fois qu'il est utile de faire subir aux résultats d'une pesée les corrections nécessitées par la poussée de l'air, ou encore lorsqu'on effectue des mesures précises de volumes gazeux, car, les gaz étant recueillis sur des liquides, leur volume dépend de la pression exercée par l'atmosphère.

En outre, par suite de causes sur lesquelles nous reviendrons dans la partie de cet ouvrage consacrée à la Météorologie, la pression n'est pas constante en un même lieu de la terre dans la suite du temps et au même instant aux divers points du globe. Or, par des mesures simultanées prises journellement à heures fixes en des stations diverses, on arrive à reconnaître l'existence de maxima et de minima de pression, à déterminer la direction et la vitesse de leurs déplacements et à pouvoir souvent prédire, assez longtemps à l'avance, des changements de temps, des orages, des tempêtes, des cyclones. Il est à peine besoin de faire remarquer l'importance de ces prévisions pour les agriculteurs et pour les marins.

Enfin, la mesure de la pression atmosphérique intéresse directement le médecin qui devra, dans le choix des stations où certaines catégories de malades peuvent être envoyées, tenir compte de la valeur moyenne qu'y présente la pression de l'atmosphère et de l'amplitude des variations que cette pression y subit. Ajoutons



que les divers éléments météorologiques de l'atmosphère affectent fâcheusement la généralité des malades et qu'il ne serait certainement pas inutile de déterminer la part d'influence de chacun d'eux. A cet effet, il serait à désirer que des observatoires météorologiques fussent créés auprès des grands hôpitaux et fussent munis des appareils enregistreurs de la pression atmosphérique, de la température, de l'état hygrométrique, de l'électricité atmosphérique, etc., etc.

158. **Baromètres.** — On appelle *baromètres* les instruments destinés à faire connaître la valeur de la pression atmosphérique. Dans les baromètres à liquides, cette pression est évaluée, comme dans l'expérience de Toricelli, par le poids d'une colonne d'un liquide qui est généralement le mercure; dans la construction des baromètres métalliques, au contraire, on utilise la déformation plus ou moins considérable que la pression atmosphérique fait subir aux parois d'une enveloppe métallique, à l'intérieur de laquelle on a fait le vide. Ces deux catégories de baromètres peuvent d'ailleurs être transformées en appareils enregistreurs, c'est-à-dire en appareils qui tracent eux-mêmes, sur une feuille de papier animée d'un mouvement uniforme, les variations de la pression atmosphérique.

Nous décrirons dans les paragraphes suivants les principaux types de baromètres.

159. **Baromètres à mercure. Remplissage du tube.** — Si l'on veut être sûr que le vide existe (ainsi qu'on le suppose au moment de la mesure d'une pression) dans l'espace, appelé *chambre barométrique*, situé au-dessus du mercure dans le tube, il est nécessaire d'effectuer, pour remplir le tube barométrique, la série des opérations que nous allons indiquer.

Un tube en verre, propre et bien sec, d'une longueur de 0<sup>m</sup>.85 environ, est fermé à l'une de ses extrémités après que l'on a soufflé une ampoule à l'autre extrémité. On remplit alors le tube de mercure bien pur jusqu'à la partie inférieure de l'ampoule, on le place sur une grille légèrement inclinée, et, à l'aide de charbons, on porte successivement à l'ébullition les diverses parties de la colonne mercurielle en commençant par la partie inférieure; on chasse ainsi du tube l'eau et les bulles d'air qui pouvaient y être contenues. Pour faciliter l'ébullition, on réunit, en général, l'extrémité ouverte du tube à une machine pneumatique avec laquelle on fait le vide. Lorsque l'opération est terminée, on détache l'ampoule d'un trait de lime, on ferme l'extrémité du tube en



écrasant avec le doigt le ménisque convexe qui dépasse légèrement cette extrémité, et l'on renverse le tube sur du mercure pur et sec.

On n'opère comme nous venons de l'indiquer que pour les tubes de 6 à 10<sup>mm</sup> de diamètre; quand les tubes sont plus larges (15 à 25<sup>mm</sup>), l'ébullition du mercure pouvant provoquer la rupture du tube, il est préférable d'opérer de la façon suivante. On soude à l'extrémité du tube barométrique T (fig. 97) une ampoule A d'où partent deux tubes: l'un de ceux-ci *t'* muni d'un robinet R, est relié à une pompe à mercure avec laquelle on fait le vide; l'autre *t*, très

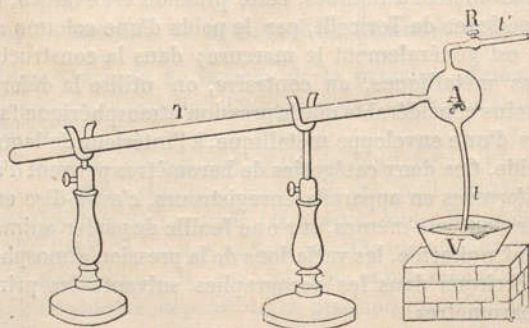


Fig. 97. — Remplissage d'un tube barométrique large.

étroit, est fermé à la lampe et plonge dans un vase V contenant du mercure pur maintenu un peu au-dessus de 100°. Le tube barométrique T ainsi préparé est placé dans une position légèrement inclinée et chauffé pendant que l'on y fait le vide. Lorsque le vide est suffisant, on ferme le robinet R et l'on casse la pointe du tube *t* sous le mercure; celui-ci s'élève lentement, à cause du faible diamètre du tube *t*, et arrive peu à peu dans le tube T qu'il remplit. Quand l'opération est terminée, on détache l'ampoule A d'un trait de lime et l'on renverse le tube sur du mercure pur et sec comme dans le cas précédent.

160. Divers types de baromètres à mercure. — Tantôt le tube barométrique est plongé directement, comme dans l'expérience de Toricelli, dans une large cuve contenant du mercure pur et sec, et l'instrument porte alors le nom de *baromètre à cuvette*; tantôt, au contraire, le tube est recourbé à son extrémité inférieure, de

façon à constituer un second tube ouvert librement dans l'atmosphère et l'instrument est appelé *baromètre à siphon*.

161. **Baromètres à cuvette.** — *Baromètre normal.* — C'est le type des baromètres à cuvettes et c'est le plus précis de tous les baromètres. Il est constitué (fig. 98) par un tube barométrique très large (3<sup>cm</sup> de diamètre environ), de façon à rendre négligeable l'influence de la capillarité. Ce tube, effilé et recourbé à son extrémité inférieure, afin d'éviter une rentrée accidentelle de l'air, plonge dans une cuve rectangulaire en fonte contenant du mercure. A cette cuve est fixée une pièce à écrou qui porte une vis verticale *v* dont les deux extrémités sont terminées en pointe.

Pour faire une mesure, on commence par amener la pointe inférieure de la vis en contact avec la surface du mercure dans la cuvette. Tant que l'affleurement n'est pas atteint, on perçoit très nettement un intervalle entre la pointe et son image réfléchiée par la surface du mercure; si l'on dépasse l'affleurement, l'extrémité de la pointe déprime le mercure, ce dont on s'aperçoit facilement au jeu de lumière qui se produit alors sur la surface déprimée.

L'affleurement une fois obtenu, on mesure au cathétomètre la distance verticale qui sépare l'extrémité supérieure de la vis *v* du sommet du ménisque mercuriel dans le tube barométrique et l'on ajoute au nombre trouvé la distance verticale des deux pointes de la vis, distance que l'on a mesurée une fois pour toutes avec le cathétomètre. La somme de ces deux distances donne la hauteur barométrique *H*, alors même que l'instrument ne serait pas rigoureusement vertical; mais il faut faire subir à *H* la correction, que nous indiquerons plus loin, relative à l'influence de la température sur la densité du mercure. La température est d'ailleurs donnée par un thermomètre à mercure dont le réservoir plonge dans du mercure contenu dans un fragment du tube barométrique, fragment qui est fixé sur la planchette contre laquelle est appliqué le baromètre;

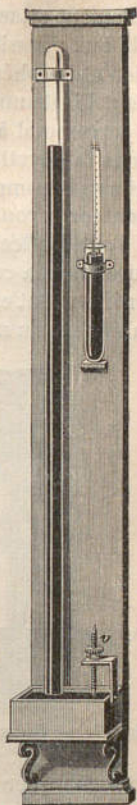


Fig. 98. — Baromètre normal.



on peut admettre, dans ces conditions, que la température indiquée par le thermomètre est bien celle du mercure contenu dans le tube barométrique.

*Baromètre ordinaire à cuvette.* — Le tube barométrique est généralement attaché à la cuvette par une peau de chamois imperméable aux poussières mais assez perméable à l'air pour que la pression atmosphérique puisse s'exercer sur le mercure de la cuvette. Tout l'instrument est fixé contre une planchette graduée dont le 0 correspond à la position moyenne de la surface libre du mercure dans la cuvette. La division de l'échelle, en face de laquelle se trouve le sommet du ménisque dans le tube, donne directement la hauteur barométrique si le tube est bien vertical.

Toutefois cette indication n'est exacte que si la surface du mercure dans la cuvette coïncide rigoureusement avec le 0 de l'échelle. Or il ne peut en être constamment ainsi puisque le 0 est fixe et que la surface du mercure s'élève ou s'abaisse dans la cuvette, suivant

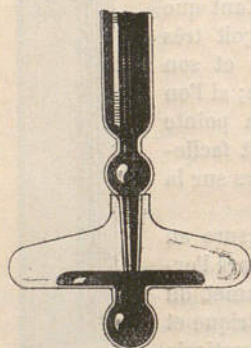


Fig. 99. — Baromètre à goutte.

que le mercure s'abaisse ou s'élève dans le tube ; pour rendre ces variations de niveau, et les erreurs qui en sont la conséquence, aussi faibles que possible, on donne à la cuvette une large section au niveau de la surface libre du mercure.

On peut également ne mettre dans la cuvette qu'assez peu de mercure (fig. 99) pour que ce liquide s'étale, lors des variations de la pression atmosphérique, en une goutte plus ou moins large qui ne viendra jamais au contact des parois latérales et dont l'épaisseur restera ainsi sensiblement constante. On peut encore marquer le 0 vers le milieu du tube, inscrire une double graduation ascendante et descendante et faire une double lecture aux niveaux des deux surfaces libres du mercure, dans le tube et dans la cuvette.

*Baromètre de Fortin.* — Ce baromètre (fig. 100) a l'avantage d'être relativement léger, car le tube et la cuvette sont de petit diamètre, et d'être transportable, car on peut immobiliser le mercure.

La cuvette C, représentée à part sur la figure 101, a des parois en verre dans sa partie supérieure, en bois dans sa partie in-

férieure; en outre le fond, mobile, est constitué par un morceau de peau de chamois que l'on peut soulever ou abaisser au moyen d'une vis V qui traverse un manchon métallique protecteur. Ce manchon, qui ne s'élève pas jusqu'au niveau du mer-

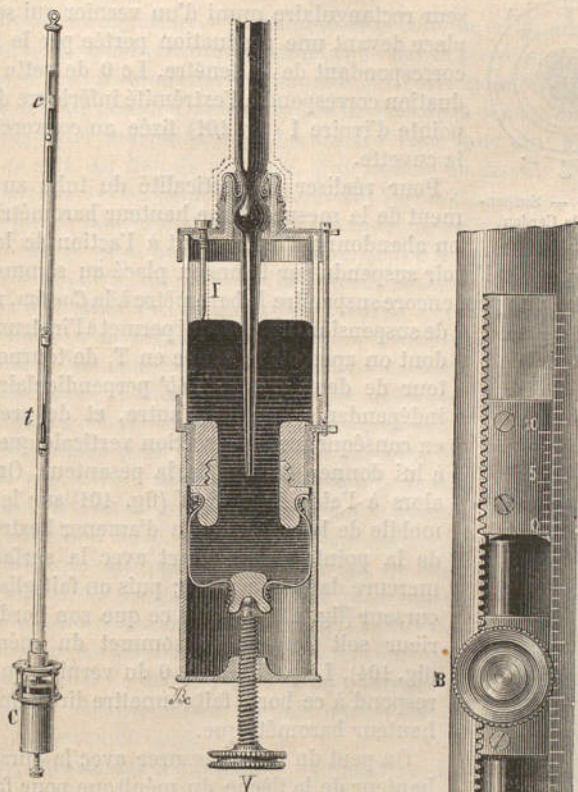


Fig. 100.—Baromètre de Fortin.

Fig. 101.—Cuvette du baromètre de Fortin.

Fig. 102.— Curseur et vernier du baromètre de Fortin.

cure de la cuvette, est réuni par des tiges minces à un couvercle métallique que l'on garnit intérieurement de buis afin de le soustraire à l'action du mercure. Le tube barométrique traverse ce couvercle auquel il est fixé par une peau de chamois; ce tube est entouré, dans toute sa longueur, d'un manchon métallique percé,



sur une certaine longueur, de deux fenêtres longitudinales opposées qui permettent d'apercevoir le sommet de la colonne mercurielle. Le long de ces fenêtres on peut faire mouvoir, grâce à un bouton B (fig. 102), un curseur rectangulaire muni d'un vernier qui se déplace devant une graduation portée par le bord correspondant de la fenêtre. Le 0 de cette graduation correspond à l'extrémité inférieure d'une pointe d'ivoire I (fig. 104) fixée au couvercle de la cuvette.

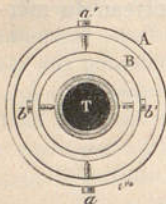


Fig. 103. — Suspension à la Cardan.

Pour réaliser la verticalité du tube au moment de la mesure d'une hauteur barométrique, on abandonne l'instrument à l'action de la pesanteur, après l'avoir suspendu par l'anneau placé au sommet du manchon; on peut encore suspendre le baromètre à la *Cardan*, mode de suspension (fig. 103) qui permet à l'instrument, dont on aperçoit la coupe en T, de tourner autour de deux axes *aa'*, *bb'* perpendiculaires et indépendants l'un de l'autre, et de prendre, en conséquence, la direction verticale que tend à lui donner l'action de la pesanteur. On agit alors à l'aide de la vis V (fig. 104) sur le fond mobile de la cuvette, afin d'amener l'extrémité de la pointe I en contact avec la surface du mercure dans la cuvette; puis on fait glisser le curseur (fig. 102) jusqu'à ce que son bord inférieur soit tangent au sommet du ménisque (fig. 104). La position du 0 du vernier, qui correspond à ce bord, fait connaître directement la hauteur barométrique.

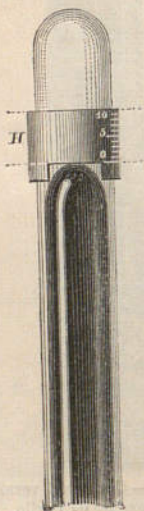


Fig. 104. — Mesure de la hauteur de la colonne mercurielle dans le baromètre de Fortin.

On peut du reste mesurer avec le curseur la hauteur de la flèche du ménisque pour faire la correction relative à la capillarité, correction qui n'est pas ici négligeable, le tube étant assez étroit. En outre, un thermomètre *t* (fig. 100) placé sur le manchon donne la température du mercure et de l'échelle et permet donc de faire les corrections correspondantes.

Les indications du baromètre de Fortin sont à peu près aussi précises que celles du baromètre normal. Lorsqu'on veut trans-



porter l'instrument, il suffit de soulever le fond mobile de la cuvette à l'aide de la vis V (fig. 101), de façon à remplir complètement de mercure la cuvette et le tube et à transformer ainsi l'instrument en un tout solide.

*Baromètre à glycérine.* — La hauteur de la colonne de liquide, maintenue soulevée dans le tube barométrique par la pression atmosphérique, et les variations de cette hauteur, qui correspondent aux variations de cette pression, sont en raison inverse de la densité du liquide employé. La sensibilité d'un baromètre sera donc plus grande si l'on se sert, au lieu de mercure, d'un liquide de densité moindre.

Toutefois, si l'on veut que le nouveau baromètre soit réellement pratique, il faut, d'une part, que le liquide ne se solidifie qu'à une température assez basse, d'autre part, qu'il n'ait pas, aux températures ordinaires, une tension de vapeur sensible qui déprimerait la colonne soulevée. La glycérine satisfait à ces conditions, et un baromètre à glycérine est installé au laboratoire de Kiew. Mais comme la hauteur de la colonne barométrique dépasse alors 8 mètres et qu'on ne peut par conséquent songer à employer le mode de remplissage utilisé pour le baromètre à mercure, on fait le vide dans le tube avec une machine pneumatique, et l'on ferme ensuite le tube à la lampe. Si d'ailleurs il reste, dans le tube, au-dessus de la glycérine, une petite quantité d'air, ce dont on s'assure en comparant une fois pour toutes les indications du baromètre à glycérine avec celles d'un baromètre à mercure, un calcul très simple permet de déduire de la hauteur observée la hauteur correspondant au vide parfait de la chambre barométrique.

162. **Baromètres à siphon.** — *Baromètre ordinaire à siphon.* — Le tube barométrique CBD (fig. 105), recourbé et à deux branches inégales, est fixé verticalement contre une planchette sur laquelle est inscrite, entre les deux branches du tube, une double graduation qui s'étend de haut en bas et de bas en haut à partir du zéro commun dont la position correspond à peu près au milieu du tube. Il suffit, pour avoir la hauteur cherchée, d'ajouter les deux distances  $h$  et  $h'$  du 0 aux deux surfaces C et  $m$  du mercure.



Fig. 105. — Baromètre à siphon.



La hauteur trouvée doit évidemment subir les corrections relatives à la température et à la capillarité; il faut remarquer en effet que, même dans le cas où les deux branches du siphon ont même diamètre, la dépression capillaire n'a pas, comme l'avait supposé Gay-Lussac, la même valeur dans les deux branches; la cause en est dans l'altération que subit la surface mercurielle en contact avec l'air, altération qui change la valeur de la tension superficielle.

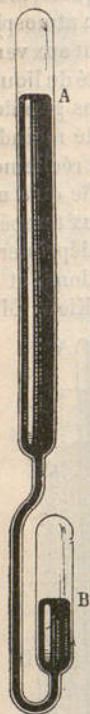


Fig. 106. — Baromètre de Gay-Lussac.

*Baromètre de Gay-Lussac.* — C'est un baromètre à siphon qui présente encore l'avantage d'être facilement transportable, mais qui est cependant plus fragile et d'un usage moins commode que le baromètre de Fortin. Le baromètre de Gay-Lussac (fig. 106) est constitué par deux fragments A et B d'un même tube réunis par un tube capillaire. La branche B est fermée et munie d'une ouverture latérale par laquelle s'exerce la pression atmosphérique. Le tube barométrique est fixé contre une planchette ou enfermé, lorsque l'instrument est destiné à être transporté, dans un manchon métallique qui porte la graduation et qui présente, au niveau de chaque surface mercurielle, deux paires de fenêtres opposées munies chacune d'un curseur à vernier. La mesure de la hauteur barométrique se fait, dans les deux cas, au moyen d'une double lecture.

Pour transporter l'instrument, on l'incline graduellement de façon à remplir complètement la chambre barométrique, puis on le renverse entièrement. Il faut évidemment qu'il y ait dans la courte branche plus de mercure qu'il n'en faut pour remplir complètement la grande branche. Lorsqu'on retourne ensuite l'instrument pour faire une observation, du mercure repasse de la branche fermée dans la branche ouverte. Le tube capillaire qui réunit les deux branches s'oppose d'ailleurs à ce que l'air puisse, pendant les manœuvres de renversement, pénétrer dans la chambre barométrique.

C'est pour diminuer encore les chances de pénétration de l'air que Buntzen a imaginé le perfectionnement qui porte son nom et qui est représenté sur la figure 107. On voit que la partie inférieure du tube capillaire *b* se termine en s'effilant au milieu d'une



partie plus large, si bien que, si une bulle d'air pénétrait par hasard dans la partie inférieure *a* du tube de communication, elle viendrait se loger dans le cul-de-sac *A* qui entoure la pointe *p* et ne pourrait par suite ni arriver dans la chambre barométrique, ni rompre la continuité de la colonne mercurielle.

*Baromètre à cadran.* — C'est un simple baromètre à siphon dans la branche couverte duquel se trouve un flotteur. Celui-ci est suspendu à l'extrémité d'un fil, qui s'enroule sur une poulie munié d'une aiguille mobile sur un cadran, et qui porte, à son autre extrémité, un petit contrepoids. Le flotteur se déplace en même temps que la surface mercurielle sur laquelle il repose, et ses mouvements sont transmis, par l'intermédiaire du fil, à la poulie et par suite à l'aiguille qui les amplifie. Le cadran est gradué empiriquement, de telle sorte que la division devant laquelle s'arrête l'aiguille indique la hauteur barométrique correspondante.

Ce baromètre est peu sensible à cause des frottements qui sont la conséquence même de son mode de fonctionnement.

**163. Corrections relatives à la capillarité, à la température, à la latitude et à l'altitude.** — La pression atmosphérique s'évalue par le poids absolu  $s \times H \times D$  de la colonne mercurielle de hauteur *H* et de poids spécifique absolu *D* qui lui fait équilibre sur une surface déterminée *s*; pour simplifier, on a choisi *s* égal à l'unité, ce qui réduit l'expression du poids absolu de la colonne de mercure à *HD*. Si le mercure était toujours à la même température, 0° par exemple, le produit *HD* ne varierait, en un même lieu, qu'avec *H* et il suffirait, pour comparer des pressions en un même lieu, de mesurer les hauteurs de mercure, à la même température 0°, qui font équilibre à ces pressions.

On est ainsi conduit à ramener les hauteurs lues sur le baromètre à la valeur qu'elles auraient eu si le mercure avait été à 0°. Mais ces hauteurs lues doivent d'abord être évaluées exactement, c'est-à-dire être corrigées des influences perturbatrices de la capillarité et de la dilatation de la règle qui sert à les mesurer.

*Correction relative à la capillarité.* — Nous avons vu (§ 137) que, par suite de la forme convexe de la surface libre du mercure

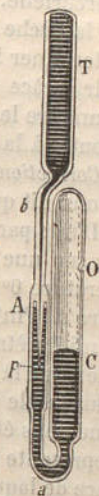


Fig. 107. — Perfectionnement de Buntzen.



dans un tube étroit, la tension superficielle du liquide donne naissance à des composantes normales qui dépriment la colonne mercurielle. Cette dépression variant avec l'angle de raccordement ou la flèche du ménisque, et avec le diamètre du tube, on devra déterminer les valeurs de cette flèche et de ce diamètre pour pouvoir, grâce aux tables dont il a été question au paragraphe 144, connaître la valeur de la dépression capillaire, valeur qu'il faudra ajouter à la hauteur lue.

*Corrections relatives à la température.* — Il résulte de ce que nous avons dit que cette correction doit être double.

D'une part, en effet, la graduation, inscrite sur le verre du tube ou sur une règle métallique, a été généralement gravée à la température  $0^\circ$ ; par suite, lorsqu'une lecture est faite à la température  $t$ , l'intervalle de deux divisions consécutives qui était de 1 millimètre à  $0^\circ$  est maintenant plus grand que 1 millimètre, si bien que la hauteur déduite de la lecture faite sur la graduation est plus faible que la hauteur réelle. Il résulte d'ailleurs des formules que nous établirons dans l'étude de la dilatation des corps, que si  $H$  représente la hauteur lue, c'est-à-dire le numéro de la division en face de laquelle se trouve le sommet de la colonne mercurielle, la hauteur vraie  $H'$  est :

$$H' = H(1 + \delta t)$$

$\delta$  étant le coefficient de dilatation linéaire de la substance, verre ou métal, sur laquelle est inscrite la graduation.

D'autre part il faut, pour rendre comparables les observations en un même lieu, ramener à  $0^\circ$  la hauteur lue après qu'elle a déjà subi les corrections précédentes. Les hauteurs de deux colonnes mercurielles de même section et de même poids étant évidemment en raison inverse de leurs poids spécifiques absolus, la hauteur  $H_0$  de la colonne de mercure à  $0^\circ$  qui ferait équilibre à la même pression que la hauteur  $H_t$  de mercure à  $t^\circ$  sera donnée par la formule :

$$\frac{H_0}{H_t} = \frac{D_t}{D_0} = \frac{d_t}{d_0},$$

en désignant par  $D_t$  et  $D_0$  les poids spécifiques absolus à  $t^\circ$  et à  $0^\circ$ , dont le rapport est le même que celui des poids spécifiques relatifs correspondants  $d_t$  et  $d_0$ . Nous verrons d'ailleurs, dans l'étude de la Chaleur, que

$$\frac{d_t}{d_0} = \frac{1}{1 + mt},$$

$m$  étant le coefficient de dilatation absolue du mercure. La hauteur cherchée  $H_0$  sera donc fournie, en fonction des données de l'observation, par l'expression :

$$H_0 = \frac{H_t}{1 + mt}$$

Pour tenir simultanément compte des effets de la température sur la graduation et sur la densité du mercure, il suffit de remarquer que, si  $H_t$  est la hauteur lue directement, la hauteur vraie est  $H_t(1 + \delta t)$ ; par suite la hauteur exacte ramenée à la température  $0^\circ$  est :

$$H_0 = \frac{H_t(1 + \delta t)}{1 + mt}$$

*Corrections relatives à l'altitude et à la latitude.* — Le rapport des pressions mesurées en différents points du globe n'est pas égal au rapport des hauteurs correspondantes du mercure, puisque le poids spécifique absolu du mercure varie d'un point du globe à l'autre; une même pression sera donc équilibrée par des hauteurs de mercure différentes suivant le lieu considéré. Si l'on veut, afin d'éviter tout calcul, ramener encore la comparaison des pressions à celle des hauteurs, il faudra ramener chaque fois la hauteur observée et corrigée  $H_0$  à la valeur  $H'_0$  qu'elle aurait présentée si le mercure avait eu le poids spécifique absolu qu'il possède à  $0^\circ$  en un lieu déterminé. On a choisi pour ce lieu la latitude de  $45^\circ$  et le niveau de la mer.

Or, les hauteurs  $H_0$  et  $H'_0$  sont en raison inverse des poids spécifiques absolus des masses de mercure qui les constituent, c'est-à-dire des poids absolus de l'unité de volume de ces masses, et ces poids sont eux-mêmes proportionnels aux valeurs correspondantes  $g$  et  $g'$  de l'intensité de la pesanteur dans le lieu de l'expérience et à la latitude de  $45^\circ$ , au niveau de la mer. On a donc :

$$\frac{H_0}{H'_0} = \frac{g'}{g}$$

Mais, d'après les formules du paragraphe 54, l'intensité  $g$  en un lieu d'altitude  $h$  et de latitude  $\lambda$  est liée à l'intensité  $g'$  au niveau de la mer et à la latitude  $45^\circ$  par l'expression :

$$g = g'(1 - 0.002352 \cos 2\lambda - 0.000000314h);$$



en conséquence, on aura :

$$H'_0 = H_0(1 - 0.002552 \cos 2\lambda - 0.000000314 h).$$

164. **Mesure de la pression atmosphérique en grammes et en dynes. Atmosphère.** — La pression exercée par l'atmosphère en un lieu sur 1 centimètre carré, au moment où la hauteur barométrique ramenée à 0° en ce lieu est  $H$ , est égale à  $Hd$  grammes, si  $d$  représente le poids spécifique relatif du mercure à 0° (13.596) et si  $H$  est exprimé en centimètres..

Pour exprimer en dynes cette même pression, il suffit de remarquer (§ 39) que 1 gramme =  $g$  dynes; la pression atmosphérique considérée est donc égale à  $Hdg$  dynes, en désignant par  $g$  l'intensité de la pesanteur dans le lieu considéré.

Dans le cas où la hauteur  $H$  aurait subi les corrections relatives à l'altitude et à la latitude,  $g$  devrait être remplacé par sa valeur, 980.6, au niveau de la mer à la latitude de 45°.

La valeur moyenne de la hauteur barométrique au niveau de la mer et à la latitude de 45° étant de 76 centimètres, après réduction à 0°, la pression atmosphérique sur une surface de 1 centimètre carré est, dans ces conditions, égale à :

$$76 \times 13.596 = 1033.3 \text{ grammes}$$

ou à :

$$76 \times 13.596 \times 980.6 = 1\ 013\ 250 \text{ dynes.}$$

C'est à cette valeur moyenne de la pression atmosphérique que l'on donne généralement le nom d'*atmosphère*.

165. **Mesure de la différence d'altitude de deux stations au moyen du baromètre.** — Soit  $z$  la différence d'altitude de deux stations,  $h$  la différence des hauteurs barométriques qu'on y observe à un même moment et  $d$  la densité du mercure. Si l'air était incompressible, de telle sorte que l'on put lui attribuer la même densité  $d'$  aux divers niveaux entre les deux stations, on aurait la relation simple :

$$zd' = hd, \quad \text{d'où : } z = h \frac{d}{d'}.$$

Mais la densité de l'air, par suite de la compressibilité du gaz, va en réalité en diminuant à mesure qu'on s'élève dans l'atmosphère, si bien que la relation entre  $h$  et  $z$  est plus complexe

que la précédente ; on peut d'ailleurs établir cette relation par des considérations mathématiques.

Dans le cas où la différence d'altitude à déterminer ne dépasse pas 1 000 mètres, on peut faire usage de la formule suivante, relativement simple, due à Babinet :

$$z = 16000^m \frac{H - H'}{H + H'} \left[ 1 + 2 \frac{t + t'}{1000} \right],$$

dans laquelle  $H$  et  $t$ ,  $H'$  et  $t'$  sont les hauteurs barométriques et les températures aux deux stations dont on veut connaître la différence d'altitude  $z$ .

**166. Baromètres métalliques.** — Ces baromètres sont constitués par une enceinte métallique close, à parois minces, dans laquelle on a fait le vide. Les parois de cette enceinte ne sont donc soumises à la pression atmosphérique que sur leur face externe, et l'on conçoit dès lors que ces parois se déforment plus ou moins, suivant que la pression atmosphérique est plus ou moins élevée. Il suffit d'ailleurs, pour rendre facile l'observation des variations de cette pression, d'amplifier les déformations des parois de l'enceinte au moyen de leviers ou d'engrenages et d'une aiguille mobile sur un cadran gradué. Ces baromètres se graduent par comparaison ; ils sont d'un emploi fort commode, mais ne fournissent que des indications d'une exactitude douteuse, à cause des modifications qui peuvent survenir dans l'élasticité du métal qui constitue les parois de l'enceinte. On peut remédier à cet inconvénient en vérifiant fréquemment ces instruments.

**Baromètre anéroïde de Vidi.** — L'enceinte, vide d'air, a la forme d'un cylindre plat dont la base supérieure présente des ondulations concentriques qui la rendent plus flexible (fig. 108) ; suivant que la pression atmosphérique augmente ou diminue, cette base s'abaisse ou se soulève et un système d'engrenages transforme ces mouvements rectilignes en mouvements de rotation qui sont communiqués à une aiguille.

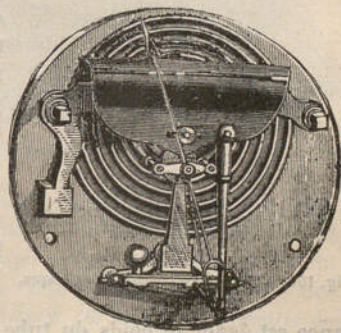


Fig. 108. — Baromètre anéroïde.



*Baromètre de Bourdon.* — L'enceinte vide est constituée par un tube courbe, à section elliptique, fixé en son milieu. Nous avons vu (§ 76) qu'un pareil tube tendait à se redresser ou à se courber davantage, suivant que la pression extérieure diminuait ou augmentait. Les deux extrémités du tube s'écartent donc ou se rapprochent dans les mêmes conditions, et leurs mouvements sont transmis à une aiguille qui les amplifie.

167. **Baromètres enregistreurs.** — Il existe de nombreux modèles de ces instruments qui donnent des indications continues sur la valeur de la pression atmosphérique et sur ses variations.

*Baromètre à mercure à enregistrement photographique.* — On peut faire former d'une façon continue, sur une feuille sensible qui se déplace d'un mouvement uniforme, l'image du sommet de la colonne mercurielle d'un baromètre à cuvette, et l'on obtient ainsi, sur la feuille, le tracé des positions successives occupées par ce sommet.

*Baromètre statique.* — Le principe de cet instrument est le suivant. Soit un tube barométrique (fig. 109) qui affleure en  $ab$  à la surface libre d'une masse de mercure  $M$  et qui est suspendu au fléau  $CD$  d'une balance. La pression atmosphérique, transmise à travers le mercure  $M$ , s'exerce de bas en haut sur la tranche  $ab$  du tube, comme elle s'exercerait si cette tranche était directement en contact avec l'atmosphère. Par suite, l'action exercée sur le fléau de la balance est la même que si, le mercure  $M$  n'existant pas, on fermait l'extrémité  $ab$  du tube barométrique au moyen d'un bouchon de poids négligeable. Donc, l'action exercée par le tube barométrique sur la balance est égale au poids du tube lui-même augmenté du poids de la colonne de mercure qui fait équilibre à la pression atmosphérique; ce dernier poids étant variable avec cette pression, le fléau s'inclinera plus ou moins, suivant que la colonne barométrique sera plus ou moins haute. Si donc on munit l'autre extrémité du

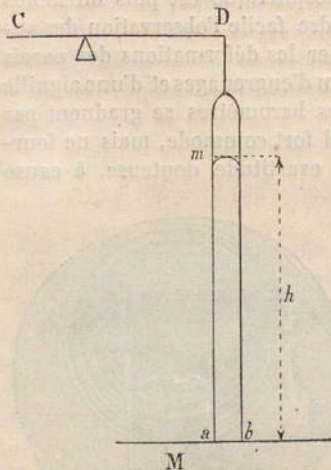


Fig. 109. — Principe du baromètre statique.

lance est égale au poids du tube lui-même augmenté du poids de la colonne de mercure qui fait équilibre à la pression atmosphérique; ce dernier poids étant variable avec cette pression, le fléau s'inclinera plus ou moins, suivant que la colonne barométrique sera plus ou moins haute. Si donc on munit l'autre extrémité du

fléau de la balance d'un stylet inscripteur en contact avec une feuille de papier mobile, l'appareil inscrira d'une façon continue les variations de la pression atmosphérique.

En réalité, et pour que l'immersion de l'extrémité *ab* soit assurée, le tube barométrique plonge d'une certaine longueur dans le mercure M. Le raisonnement précédent subsiste encore dans ce cas, avec cette seule différence que le poids du tube doit être diminué de la poussée exercée par le mercure M sur la portion immergée de ce tube.

*Baromètre métallique enregistreur de Richard.* — C'est un baro-

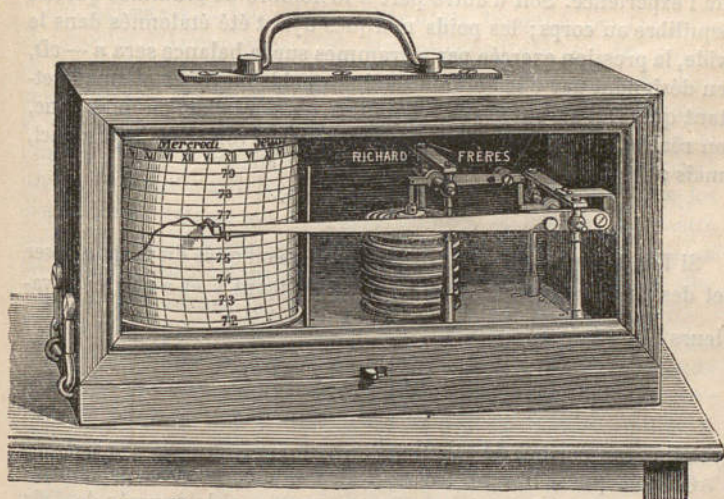


Fig. 110. — Baromètre enregistreur de Richard.

mètre anéroïde (fig. 110) dont la caisse est réunie, par une série d'articulations, à un long levier qui amplifie ses mouvements et en trace la loi sur une feuille de papier. Pour cela, l'extrémité du levier, qui se déplace dans un plan vertical, porte une plume devant laquelle tourne d'un mouvement uniforme une feuille de papier enroulée sur un cylindre à génératrices verticales. Un mouvement d'horlogerie fait faire à ce cylindre un tour complet en une semaine.



### III. — Application du principe d'Archimède.

168. **Influence de la poussée de l'air sur les pesées.** — La poussée de l'air s'exerce sur tous les corps plongés dans l'atmosphère et agit en sens inverse de leur poids.

Soit  $P$  le poids réel, exprimé en grammes, d'un corps dont le volume est  $V$ ; l'action réelle, exprimée en grammes, que ce corps exerce sur le plateau d'une balance sera  $P - VD$ , en désignant par  $D$  le poids spécifique de l'air par rapport à l'eau, dans les conditions de l'expérience. Soit d'autre part  $n$  le nombre de grammes qui fait équilibre au corps; les poids marqués ayant été étalonnés dans le vide, la pression exercée par  $n$  grammes sur la balance sera  $n - vD$ , en désignant par  $v$  le volume total des poids marqués et en admettant que  $D$  n'ait pas varié. L'équilibre étant réalisé, on aura donc, en réalité, non pas  $P = n$ , comme nous l'avons admis jusqu'ici, mais :

$$P - VD = n - vD.$$

Si l'on désigne par  $D_1$  et  $D'_1$  les poids spécifiques du corps à peser et des poids marqués, il vient, en remplaçant  $V$  et  $v$  par leurs valeurs  $\frac{P}{D_1}$  et  $\frac{n}{D'_1}$ :

$$P \left( 1 - \frac{D}{D_1} \right) = n \left( 1 - \frac{D}{D'_1} \right),$$

relation qui permet de calculer  $P$ .

On voit que si  $D_1 = D'_1$ , c'est-à-dire si le corps et les poids marqués ont même densité, on a  $P = n$ , comme si la poussée de l'air n'existait pas.

Si l'on ne désire pas une grande précision, on peut négliger la poussée toutes les fois que le poids spécifique du corps placé sur la balance est très grand par rapport à  $D$ , car  $\frac{D}{D_1}$  et  $\frac{D}{D'_1}$  sont alors très petits.

Cette condition est toujours réalisée pour les corps solides et liquides; mais  $\frac{D}{D_1}$  n'est pas négligeable lorsque le corps à peser est un gaz.

169. **Équilibre d'un corps plongé dans un gaz.** — Les conditions

d'équilibre d'un corps plongé dans l'air ou dans un gaz quelconque sont celles que nous avons indiquées à propos d'un solide immergé dans un liquide. Le corps tombera si son poids est supérieur à la poussée due à l'air ou au gaz; il restera en équilibre au niveau où il se trouve si son poids est égal à la poussée; il s'élèvera si son poids est inférieur à la poussée. Ce dernier cas est réalisé par les aérostats.

Ajoutons que, lorsque le centre de gravité  $G$  ne se trouve pas sur la verticale passant par le centre de poussée  $C$ , le corps tourne sur lui-même jusqu'à ce que ces deux points soient sur la même verticale.

170. **Aérostats.** — Les premiers aérostats, imaginés par les frères Montgolfier d'Annonay en 1782, étaient constitués par des globes en toile, recouverts de papier, que l'on gonflait avec de l'air chaud. Pilâtre du Rozier et d'Arlandes, effectuèrent le premier voyage aérien, en octobre 1783, à l'aide d'une telle montgolfière, et Charles s'éleva à son tour dans les airs, un mois après, emporté par un aérostat gonflé avec de l'hydrogène et muni de toutes les dispositions relatives aux soupapes, au filet, au lest, au baromètre indicateur de la hauteur d'ascension, dispositions qu'il imagina lui-même et auxquelles on n'a guère apporté depuis que des modifications de détail.

On appelle *force ascensionnelle* d'un aérostat la différence qui existe entre la poussée qu'il supporte et son poids. Soient  $P$  le poids de l'enveloppe non gonflée, de la nacelle, des objets qu'elle renferme et de tous les accessoires, et  $v$  le volume de tous ces objets. Si  $V$  représente le volume du gaz introduit dans l'enveloppe, le poids de ce gaz sera  $Vd'$ , en désignant par  $d'$  son poids spécifique par rapport à l'eau dans les conditions de l'expérience. Le poids de l'aérostat gonflé sera donc  $P + Vd'$  et son volume  $V + v$ ; par suite, la poussée, c'est-à-dire le poids de l'air déplacé, sera  $(V + v)d$ , en désignant par  $d$  le poids spécifique de l'air dans les conditions de l'expérience. La force ascensionnelle  $A$  sera donc :

$$A = (V + v)d - (P + Vd'),$$

ou :

$$A = V(d - d') + vd - P.$$

Cette force ascensionnelle sera exprimée en kilogrammes si  $V$  et  $v$  sont exprimés en mètres cubes et  $P$  en kilogrammes.

On voit que cette force sera plus considérable si  $V$  est plus



grand, si la différence ( $d - d'$ ) est plus grande, et si  $P$  est plus petit; quant au terme  $vd$ , il est à peu près négligeable vis-à-vis des deux autres.

Lorsqu'un ballon n'est pas entièrement gonflé au départ, sa force ascensionnelle reste constante (si l'on néglige le terme  $vd$  de l'expression de cette force) jusqu'au moment où, par suite d'une diminution de la pression atmosphérique à l'altitude où le ballon s'est élevé, la dilatation du gaz intérieur a complètement tendu l'enveloppe. Soient, en effet, deux ballons non complètement gonflés, l'un plein d'air de densité  $d$ , l'autre plein d'hydrogène par exemple, de densité  $d'$ , et ayant au départ même volume  $V$ . Si l'on transporte ces deux ballons à la même hauteur  $h$ , chacun d'eux se dilatera également, car l'augmentation dépend, non de la nature du gaz, comme nous le verrons dans l'étude de la compressibilité des corps gazeux, mais seulement de la pression atmosphérique à la hauteur considérée. Or, la loi de Mariotte (§ 175) montre que pour chacun de ces gaz les produits  $Vd$  et  $Vd'$  restent constants, à mesure que  $V$  augmente et que  $d$  et  $d'$  diminuent. Mais la densité et le volume actuels de l'air du premier ballon sont identiques à la densité et au volume de l'air déplacé à la hauteur  $h$  par le ballon plein d'hydrogène; par suite, les deux termes  $Vd$  et  $Vd'$  de la force ascensionnelle restent constants tant que le ballon n'est pas complètement gonflé. A partir de ce moment,  $V$  reste invariable, une certaine quantité d'hydrogène s'échappe par l'ouverture inférieure de l'aérostat,  $d$  et  $d'$  diminuent dans le même rapport, et le terme  $V(d - d')$  diminue dans le même rapport que ces densités.

Nous verrons, dans le Chapitre suivant, que des phénomènes d'osmose gazeuse se produisent à travers l'étoffe de l'aérostat; cet échange de gaz a évidemment pour effet d'augmenter la densité  $d'$  du gaz intérieur et, par suite, de diminuer la force ascensionnelle.

Depuis un certain nombre d'années, des essais ont été tentés pour réaliser la direction des ballons. Au nombre des savants qui ont cherché la solution de ce difficile problème, il faut citer Dupuy de Lôme, les frères Tissandier, et en particulier les capitaines Renard et Krebs, qui sont arrivés à diriger leur aérostat tant que la vitesse des courants de l'atmosphère ne dépasse pas 7 mètres par seconde.

Concurremment à ces recherches, des tentatives ont été faites en vue d'obtenir un appareil plus lourd que l'air et capable de s'éle-



ver et de se diriger dans l'atmosphère, grâce à une disposition analogue à celle de l'aile des oiseaux. Les recherches de Marey, de Lengley, d'Amans, etc., et l'heureuse tentative de Lilienthal, en 1893, permettent de penser que la solution mécanique du problème de l'aviation, toute difficile qu'elle est, n'est cependant pas impossible à trouver.

## CHAPITRE II

### AÉRODYNAMIQUE

171. **Écoulement des gaz à travers un orifice.** — L'écoulement des gaz se fait d'une façon analogue à celui des liquides.

Comme la veine liquide, la veine gazeuse présente, à une certaine distance de l'orifice, une contraction, que l'on peut rendre visible en mélangeant aux gaz de la fumée; comme la veine liquide encore, la veine gazeuse entre très facilement en vibration et constitue, lorsqu'on l'enflamme à sa sortie, un réactif très sensible pour l'étude des sons.

Lorsqu'un gaz s'écoule, sa pression diminue au delà de l'orifice et il résulte de ce fait des variations de température sur lesquelles nous reviendrons dans la suite; nous supposons ici que la température est maintenue constante de part et d'autre de l'orifice d'écoulement.

Quand l'écoulement a lieu, suivant l'expression de Graham, par *effusion*, c'est-à-dire à travers une très petite ouverture percée dans une paroi mince, la vitesse  $v$  d'écoulement est donnée, comme pour les liquides, par la loi de Torricelli :

$$v = \sqrt{2gh}, \quad (1)$$

en désignant par  $h$  la hauteur d'une colonne du gaz en expérience équivalente à la différence des pressions  $h_1$  et  $h_2$  qui existent de part et d'autre de l'orifice, la densité de cette colonne étant d'ailleurs uniforme et égale à celle du gaz au niveau de l'orifice.

Comme il serait difficile d'obtenir, par des mesures expérimentales directes, la valeur de la vitesse d'écoulement, on vérifie indirectement l'exactitude de la formule (1), en s'assurant que l'expérience confirme une conséquence de cette formule, conséquence que nous allons établir.



Soit  $H$  la hauteur de la colonne de mercure à  $0^{\circ}$  équivalente à la colonne gazeuse  $h$  qui représente la différence de pression de part et d'autre de l'orifice ; on aura :

$$hd = HD, \quad (2)$$

$d$  représentant la densité du gaz, par rapport à l'eau, au niveau de l'orifice, et  $D$  la densité du mercure à  $0^{\circ}$ . Si, dans la formule (1), on remplace  $h$  par sa valeur tirée de (2) il vient :

$$v = \sqrt{\frac{2gHD}{d}}; \quad (3)$$

donc, toutes choses égales d'ailleurs, la vitesse d'écoulement d'un gaz à travers un orifice très étroit percé dans une paroi mince est en raison inverse de la racine carrée de la densité  $d$  du gaz par rapport à l'eau, et par suite en raison inverse de la racine carrée de la densité  $\delta$  du gaz par rapport à l'air, puisque  $d = \delta \times 0,001293$  (§ 249). Ajoutons que, pour un même gaz, la vitesse d'écoulement dépendra de la température, puisque  $d$  varie avec cette température.

Bunsen a construit un appareil qui permet de vérifier l'exactitude de cette conséquence. Cet appareil se compose d'une cloche allongée, terminée, à sa partie supérieure par un tube muni d'un robinet ; l'extrémité de ce tube est d'ailleurs fermée par une mince lame de platine percée d'un orifice très fin. Après avoir introduit sous la cloche un flotteur qui porte deux traits de repère, on remplit la cloche du gaz à étudier et on l'enfonce dans une cuve à mercure, de manière à soumettre le gaz intérieur à un excès de pression. On ouvre alors le robinet pour faire écouler le gaz et l'on note le temps  $t$  qui s'écoule entre le passage successif des deux traits de repère du flotteur devant un trait de repère gravé sur la cloche. On recommence ensuite la même expérience avec un autre gaz en se plaçant exactement dans les mêmes conditions, et l'on note le nouveau temps  $t'$ . Les valeurs  $t$  et  $t'$  représentent les temps nécessaires pour qu'un même volume de chacun des gaz s'écoule à travers le même orifice sous l'influence d'une pression, qui, il est vrai, a été variable d'un instant à l'autre, mais qui a présenté les

(1) Dans le cas d'une masse d'air maintenue à  $0^{\circ}$  et s'écoulant de l'atmosphère dans le vide, la formule donne, pour une pression de  $0^{\text{m}},76$  et à Paris :

$$v = 396^{\text{m}},002$$



mêmes variations dans chaque cas. Ces temps sont donc en raison inverse des vitesses moyennes d'écoulement des deux gaz pendant la durée de chaque expérience, et devront par suite, si la formule (3) est exacte, être proportionnels aux racines carrées des densités des deux gaz. Cette relation s'est trouvée sensiblement vérifiée par les déterminations de Bunsen.

L'appareil de Bunsen peut en conséquence être utilisé pour mesurer la densité d'un gaz dont on ne possède qu'une faible quantité.

Lagerhjelm, en se servant d'un appareil différent de celui de Bunsen, a également constaté que, lorsque l'eau et l'air s'écoulaient par le même orifice sous l'influence d'une même pression, les vitesses d'écoulement étaient en raison inverse des racines carrées de leurs densités.

Ajoutons que, d'après des expériences sur lesquelles nous ne pouvons insister ici, la formule (3), et par suite la loi de Torricelli, ne seraient sensiblement exactes que dans le cas où la différence de pression qui produit l'écoulement ne serait pas trop grande.

172. **Dépense. Contraction de la veine.** — Si l'on maintient constante la pression  $H$  qui produit l'écoulement, et si l'on détermine la vitesse d'écoulement au moyen de la formule (3), la dépense  $q$  pour un orifice de section  $s$  sera donnée par l'expression :

$$q = sv.$$

Or, comme pour les liquides, la dépense réelle est bien inférieure à la dépense ainsi calculée. D'après les nombreuses expériences de d'Aubuisson, en effet, la première n'est que les 65 centièmes de la seconde ; d'après Weisbach le rapport des deux dépenses serait de 0.67, et seulement de 0.52 d'après Schmidt. La différence entre la valeur mesurée et la valeur calculée de la dépense s'explique, comme pour les liquides, par la contraction de la veine, que nous avons déjà signalée. Il importe de remarquer en outre, que, comme pour les liquides encore, un ajutage cylindrique ajouté à l'orifice augmente la dépense.

173. **Écoulement dans un tuyau. Mesure de la dépense et de la vitesse d'écoulement.** — Lorsqu'un gaz s'écoule, non plus à travers un orifice étroit percé dans une paroi mince, mais à travers un tuyau, la vitesse d'écoulement est diminuée par suite des frottements des molécules gazeuses contre les parois ; en outre, d'après les expériences de Lagerhjelm, la vitesse d'écoulement



dans une même tranche gazeuse, serait d'autant moindre que l'on considérerait un point plus voisin de la paroi, tous faits identiques à ceux que l'on observe dans l'écoulement des liquides.

On peut déterminer la dépense en faisant actionner par le gaz qui s'écoule des appareils, tels que les compteurs à gaz par

exemple, qui font connaître la quantité de gaz écoulé pendant un temps mesuré à la manière ordinaire. Il faut remarquer toutefois que l'adjonction de pareils instruments sur un tuyau d'écoulement modifie la vitesse d'écoulement et par suite la dépense.

Lorsque le tube dans lequel se produit l'écoulement est assez large, on peut admettre que la dépense est proportionnelle à la vitesse et calculer celle-ci d'après celle-là. On peut aussi mesurer cette vitesse directement. A cet effet, on dispose dans le tuyau une valve mobile qui peut le fermer complètement lorsqu'elle est abandonnée à elle-même et qui s'incline de façon à laisser au gaz une voie d'autant plus large

que la vitesse d'écoulement est plus grande. C'est là le principe de l'*anapnographie* de Bergeon et Kastus, qui est disposé de façon à permettre d'évaluer la vitesse et la dépense pendant les divers actes de la respiration.

On peut également mesurer la vitesse à l'aide d'ailettes ou de godets fixés à un axe et disposés de telle sorte que le courant gazeux leur communique un mouvement de rotation. Ces instru-

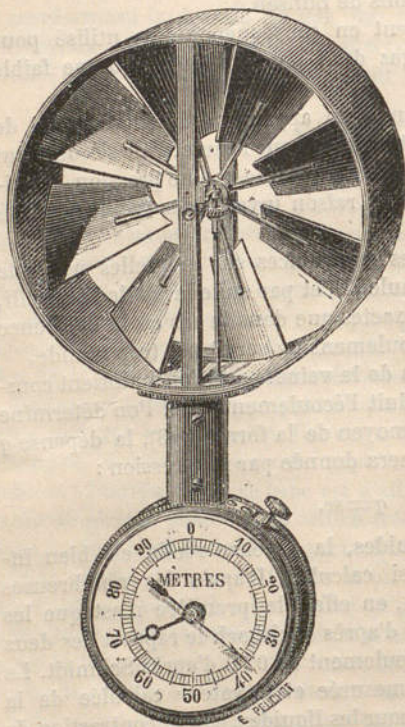


Fig. 111. — Anémomètre à ailettes.



ments (fig. 111 et 112) portent le nom d'*anémomètres*. Du nombre de tours effectué par les ailettes ou par les godets en une seconde, on peut déduire, grâce à des déterminations préalables, la vitesse du courant gazeux qui actionne l'instrument. Les anémomètres sont employés en Météorologie pour la mesure de la vitesse du vent, en Hygiène pour obtenir des renseignements sur la ventilation des édifices, en Physiologie pour évaluer la dépense d'air pendant la respiration (pneusimètre de Guillet). Puisque les anémomètres

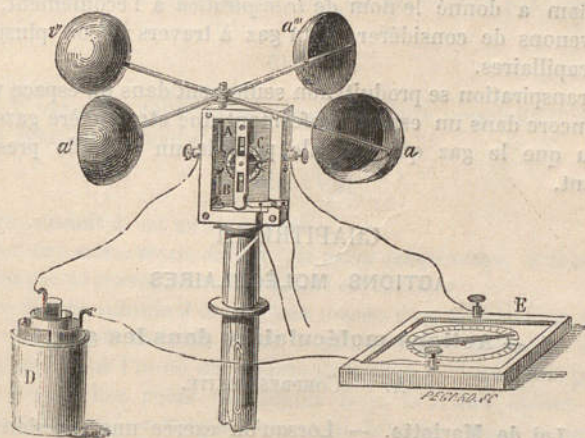


Fig. 112. — Anémomètre à godets.

permettent de mesurer la vitesse d'un courant gazeux, on comprend qu'il soit possible, dans certains cas, de déduire de leurs indications des renseignements sur la grandeur de la cause qui produit ce courant; tel est le cas de l'anémo-calorimètre de d'Arsonval.

174. **Écoulement dans des tubes capillaires.** — Les vitesses d'écoulement des divers gaz, à travers les mêmes tubes capillaires, présentent encore entre elles des rapports constants, mais elles ne sont plus en raison inverse des racines carrées des densités des gaz. Cela tient à l'intervention d'un frottement intérieur analogue à celui que nous avons signalé à propos des liquides, frottement dont l'action peut être négligée dans le cas où l'orifice d'écoulement est percé dans une paroi mince, mais qui exerce sur la vitesse d'écoulement une action retardatrice d'autant plus grande que le tube d'écoulement est plus long et de diamètre plus petit.



D'après les recherches de Graham, l'écoulement des gaz, dans les tubes capillaires dont la longueur est très grande par rapport au diamètre, suivrait les lois de Poiseuille (§ 422) ; cet écoulement se ferait à travers un tube gazeux, constitué par une couche de gaz immobilisée par la paroi solide. Le coefficient de *frottement intérieur* des gaz est seulement beaucoup plus faible que celui des liquides ; en outre, à l'inverse de celui des liquides, il augmente avec la température.

Graham a donné le nom de *transpiration* à l'écoulement, que nous venons de considérer, d'un gaz à travers un ou plusieurs tubes capillaires.

La transpiration se produit non seulement dans un espace vide, mais encore dans un espace renfermant une atmosphère gazeuse, pourvu que le gaz qui s'écoule possède un excès de pression suffisant.

### CHAPITRE III

#### ACTIONS MOLÉCULAIRES

##### I. — Actions moléculaires dans les gaz.

###### A. — COMPRESSIBILITÉ.

175. *Loi de Mariotte.* — Lorsqu'on exerce une pression uniforme sur toute la surface d'une masse gazeuse, ou, ce qui revient au même par suite de la transmission des pressions, sur une portion de la surface d'une masse gazeuse contenue dans une enveloppe indéformable, le gaz diminue de volume jusqu'à ce que sa *force élastique*, c'est-à-dire l'action qu'il exerce par unité de surface sur la paroi du vase, soit égale à la pression extérieure évaluée également par unité de surface.

Cette force élastique est, pour une même masse gazeuse à la même température, d'autant plus grande que le gaz occupe un volume moindre. En effet, cette force est constituée par les chocs des molécules gazeuses contre la paroi ; or la masse gazeuse, et par suite le nombre des molécules, étant supposés invariables, si le volume du gaz diminue, les molécules sont plus rapprochées, et le nombre des chocs, ou la pression exercée sur une portion de paroi toujours égale à l'unité de surface, augmente. L'inverse se produirait si le volume augmentait.

La loi qui lie les variations du volume à celles de la force élastique ou de la pression, pour une même masse gazeuse dont la température reste invariable, a été établie presque simultanément par Mariotte en France et par Boyle en Angleterre. Elle s'énonce ainsi :

*Le volume d'une même masse gazeuse dont la température reste constante est en raison inverse de sa force élastique ou de la pression qu'elle supporte.*

La traduction algébrique de cette loi est donnée par l'égalité :

$$\frac{V}{V'} = \frac{H'}{H}, \quad (1)$$

V et V' étant les volumes correspondant aux pressions H et H'.

La relation (1) peut s'écrire :

$$VH = V'H', \quad (2)$$

ce qui conduit à cet autre énoncé :

*Pour une même masse de gaz à la même température, le produit du volume par la pression correspondante est constant.*

Lorsque le volume d'une même masse gazeuse devient 2, 3, ... fois plus grand ou plus petit, le nombre des molécules de gaz contenues dans l'unité de volume devient 2, 3, ... fois plus petit ou plus grand. Les poids spécifiques D et D' d'une même masse gazeuse, à la même température, sont donc en raison inverse des volumes occupés par cette masse, ce qui donne cette autre relation :

$$\frac{V}{V'} = \frac{D'}{D}.$$

Par comparaison avec la relation (1) on a :

$$\frac{D'}{D} = \frac{H'}{H} \quad (3)$$

d'où cette troisième forme de l'énoncé de la loi de Mariotte :

*La densité d'une même masse de gaz à la même température est proportionnelle à la pression qu'elle supporte.*

#### 176. Premières vérifications expérimentales de la loi Mariotte.

— Mariotte et Boyle n'établirent la loi que nous venons d'énoncer que par des expériences peu précises et pour des pressions voisines de celles de l'atmosphère. Mariotte opérait de la manière suivante.

Un tube en verre recourbé à branches inégales (tube de Ma-



riotte) est fixé verticalement contre une planchette (fig. 413). La grande branche C est ouverte et divisée en parties d'égaux longueurs; la petite branche D est fermée et divisée en parties d'égaux capacités. On verse d'abord une petite quantité de mercure

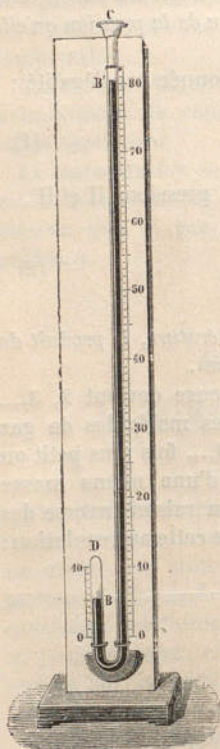


Fig. 413. — Tube de Mariotte.

échapper de la branche D une quantité d'air telle que, le tube étant vertical, les surfaces libres du mercure dans les deux branches soient sur un même plan horizontal. Le volume  $v$  de gaz, enfermé dans la branche D, a ainsi une force élastique égale à la pression atmosphérique  $H$  qui s'exerce sur le mercure de la branche ouverte et que l'on mesure avec un baromètre. Si l'on verse alors une nouvelle quantité de mercure par la branche ouverte, ce liquide exerce, en vertu de son poids, une pression qui se transmet à l'air enfermé en D; aussi le mercure s'élève-t-il dans la branche. De manière à diminuer, par compression, le volume de l'air emprisonné. Lorsque ce volume est réduit de moitié, on mesure la pression supportée par le gaz; cette pression est, à ce moment, égale à la pression atmosphérique  $H$  qui s'exerce en  $B'$ , et que nous supposons ne pas avoir changé depuis le début de l'expérience, augmentée de la pression exercée par la colonne liquide qui a pour hauteur la distance verticale  $BB'$  des deux niveaux du mercure. L'expérience montre que cette hauteur est égale à la hauteur barométrique et que, par suite, la pression supportée par le gaz, réduit au

volume  $\frac{v}{2}$ , est précisément le double de la pression atmosphérique.

Donc, quand le volume du gaz devient deux fois plus petit, la pression devient deux fois plus grande.

En versant de nouveau du mercure par C, on trouve de même, si le tube C est assez long, que, lorsque le volume du gaz est

réduit au tiers du volume primitif, la pression qu'il supporte est triple de celle à laquelle il était soumis au début de l'expérience.

Pour vérifier la loi relativement aux pressions inférieures à un atmosphère, on se sert d'un tube barométrique B, gradué en volumes égaux, que l'on plonge, après y avoir emprisonné une certaine masse de gaz, dans une cuve à mercure profonde C (fig. 114).

On enfonce d'abord le tube jusqu'à ce que le niveau du mercure y soit le même que dans la cuvette et l'on note le volume  $v$  occupé par le gaz, dont la force élastique est, à ce moment, égale à la pression atmosphérique. Si l'on souève alors le tube jusqu'à ce que le volume du gaz devienne double, la surface libre M du mercure se trouve, dans le tube, au-dessus de la surface libre dans la cuvette, et la force élastique du gaz est égale à la pression atmosphérique diminuée de la pression due à la colonne mercurielle soulevée. L'expérience montre que cette force élastique ainsi mesurée est égale à la moitié de ce qu'elle était au début, la distance verticale des surfaces libres dans le tube et la cuvette étant, en effet, égale à la moitié de la hauteur barométrique H. En soulevant de

nouveau le tube jusqu'à ce que le volume du gaz devienne triple de ce qu'il était au début, on constate que la hauteur du mercure soulevé est les deux tiers de la hauteur barométrique, et que par suite la force élastique du gaz est égale au tiers de sa valeur primitive. Ces résultats confirment l'exactitude de la loi de Mariotte.

177. Inégale compressibilité des gaz. Expériences de Faraday, Erstedt, Despretz, Pouillet. — Depuis Mariotte et Boyle, de nom-



Fig. 114. — Cuve profonde.



breuses expériences ont été instituées pour vérifier dans des limites étendues la loi de compressibilité énoncée plus haut et pour reconnaître si cette loi s'appliquait à tous les gaz.

Dès 1823, Faraday parvint à liquéfier certains gaz (ammoniac, acide sulfureux, etc.) en les comprimant et constata, sans faire toutefois de mesures précises, que, lorsque ces gaz étaient à une pression voisine de celle qui correspond à leur liquéfaction, ils se comprimaient, pour un même excès de pression, beaucoup plus que ne l'indiquait la loi de Mariotte. Oerstedt et Swendsen arrivèrent aux mêmes conclusions, à la suite de déterminations approximatives effectuées sur les mêmes gaz.

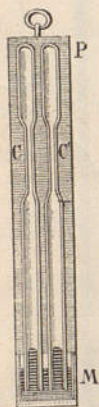


Fig. 115. — Expérience de Despretz.

L'expérience suivante, due à Despretz, montra d'autre part que les divers gaz ne suivent pas la même loi de compressibilité. Deux tubes C, C' (fig. 115) identiques de forme et de capacité, fixés sur une planchette et remplis l'un d'un certain volume d'air sec, l'autre du même volume d'un autre gaz, l'acide sulfureux par exemple, étaient renversés sur une cuve à mercure M de telle sorte que la surface libre du liquide fût au même niveau dans les deux tubes. On introduisait les deux tubes et la cuvette dans un piezomètre rempli d'eau sur laquelle on exerçait, au moyen d'un bouchon à vis, une pression croissante. Pendant cette manœuvre, le mercure s'élevait, dans les deux tubes, à des hauteurs inégales, ce qui démontrait que les deux gaz se comprimaient inégalement sous l'action d'un même excès de pression. Despretz a constaté ainsi que tous les gaz examinés, à l'exception de l'hydrogène, se comprimaient plus que l'air. Les expériences de Pouillet ont confirmés ces résultats.

**178. Compressibilité de l'air. Expériences de Dulong et Arago.** — Il y avait dès lors lieu de se demander si l'air lui-même suit exactement la loi de Mariotte, lorsqu'il est soumis à des pressions élevées. Dulong et Arago entreprirent des expériences dans ce sens. La disposition qu'ils adoptèrent était analogue à celle du tube de Mariotte, mais les deux branches du tube étaient plus hautes et la branche fermée, constituée par un seul tube de deux mètres de longueur environ, était entourée d'un manchon dans lequel



on faisait circuler un courant d'eau pour maintenir constante la température du gaz. La branche ouverte, d'une hauteur de 26 mètres, était formée de plusieurs tubes réunis bout à bout au moyen de garnitures métalliques et le mercure y était, non pas versé directement, mais refoulé avec une pompe. Dulong et Arago étudièrent, avec cet appareil, la compressibilité de l'air jusqu'à 27 atmosphères; ils trouvèrent que cette compressibilité suivait très sensiblement la loi de Mariotte, et mirent sur le compte d'erreurs d'observations les écarts entre les résultats de l'expérience et ceux auxquels conduit la proportionnalité entre les volumes et les pressions.

Il faut remarquer toutefois que la méthode de Dulong et Arago manquait de sensibilité pour les hautes pressions.

En effet, en admettant que l'on commette toujours la même erreur absolue  $v$  en évaluant les volumes successifs de la masse gazeuse sur laquelle porte la compression, l'erreur relative, c'est-à-dire le rapport entre l'erreur absolue et le volume correspondant  $V$  du gaz, est  $\frac{v}{V}$  au début et

$$\frac{\frac{v}{V}}{n} = n \frac{v}{V}$$

lorsque le volume est devenu  $n$  fois plus petit. L'erreur relative augmente donc proportionnellement à la diminution du volume du gaz.

179. **Expériences de Regnault.** — Regnault adopta une disposition analogue à celle de Dulong et Arago, mais il supprima l'inconvénient que nous venons de signaler.

A cet effet, il mit la branche fermée en communication, par un tube  $t$  à robinet  $r$  (fig. 116), avec un réservoir contenant, sous pression, le gaz sur lequel devait porter l'expérience. Cette branche, enveloppée d'un manchon dans lequel circulait un courant d'eau froide qui arrivait par  $f$  et s'échappait par  $f'$ , portait deux traits de repère  $\alpha$  et  $\beta$ , qui correspondaient à des volumes intérieurs doubles l'un de l'autre, et, de part et d'autre de ces traits, des divisions qui permettaient d'évaluer exactement les volumes du gaz, lorsque le niveau du mercure n'était pas rigoureusement en face de l'un des traits  $\alpha$  ou  $\beta$ .

Regnault apporta, en outre, à l'appareil de Dulong et Arago,



divers perfectionnements de détail sur lesquels nous n'insisterons pas.

Pour faire une expérience, on remplissait le volume  $\alpha$  de gaz sec à la pression atmosphérique, puis on refoulait le mercure dans les deux branches de l'appareil jusqu'à ce que le volume de la masse gazeuse, emprisonnée en  $\alpha$ , fut sensiblement réduit de moi-

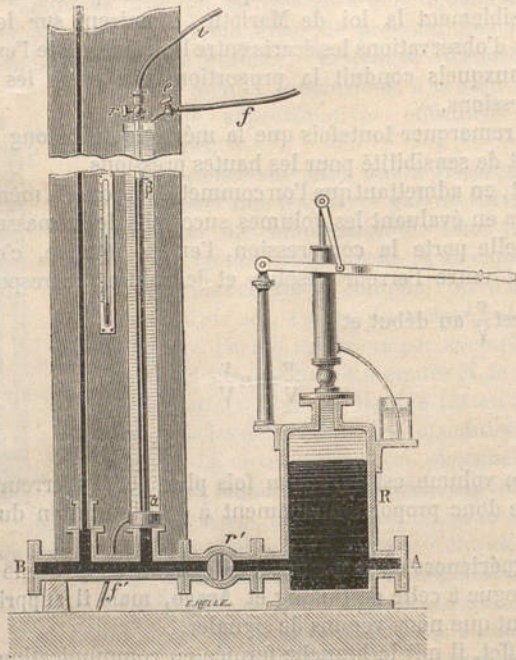


Fig. 116. — Appareil de Regnault.

lié, et l'on notait alors la pression supportée par le gaz. Si la loi de Mariotte était exacte dans ces conditions, le produit du volume par la pression correspondante devait avoir même valeur (§ 175) avant et après la compression.

On faisait alors arriver du gaz dans la branche fermée, de façon à faire occuper à la nouvelle masse gazeuse le volume primitif  $\alpha$  sous une pression sensiblement égale à la pression finale de la précédente expérience; on refoulait encore le mercure jusqu'à ce que le

volume du gaz enfermé en  $\alpha$  fût réduit sensiblement de moitié, et l'on comparait de nouveau les valeurs du produit du volume par la pression correspondante au début et à la fin de cette seconde expérience. Regnault continua ainsi jusqu'à une pression de 30 atmosphères. Grâce à cette manière d'opérer, la sensibilité des déterminations restait constante, puisque les volumes gazeux conservaient toujours la même valeur quelle que fût la pression <sup>(1)</sup>.

Ajoutons, pour montrer le degré d'exactitude atteint par Regnault dans ses expériences, que la pression atmosphérique était mesurée au niveau de la surface libre du mercure dans la branche ouverte, et qu'il était tenu compte, d'une part, de la température du mercure, d'autre part, des variations, par compression due aux couches supérieures, de la densité du liquide dans la longue branche ouverte.

En représentant par  $v_0$  et  $p_0$ ,  $v_1$  et  $p_1$  le volume et la pression correspondant au début et à la fin de chaque expérience, Regnault trouva que pour l'air, l'azote, l'acide carbonique, le quotient  $\frac{v_0 p_0}{v_1 p_1}$ , toujours supérieur à 1, était d'autant plus grand que la pression était plus forte; ces gaz se compriment donc un peu plus que ne l'indique la loi de Mariotte. Les écarts sont surtout marqués pour l'acide carbonique. L'hydrogène, au contraire, se comprime moins rapidement que ne l'indique la loi; pour ce gaz, en effet, le rapport  $\frac{v_0 p_0}{v_1 p_1}$  fut trouvé inférieur à 1, et d'autant plus petit que la pression était plus grande.

Regnault étudia, en outre, par un procédé analogue, la compressibilité de certains gaz au voisinage de leurs points de liquéfaction et vit que ces gaz s'écartaient de la loi de Mariotte dans le même sens que l'air, mais d'une façon beaucoup plus marquée.

Enfin, en opérant par une méthode indirecte, basée sur la formule 3 de la page 243 et qui consistait à déterminer la densité d'un gaz à la même température, mais sous des pressions différentes, Regnault constata que l'acide carbonique, à la température de 40°, s'écartait moins de la loi de Mariotte qu'à la température ordinaire.

(1) La masse gazeuse soumise à la compression variait sans doute dans chaque expérience; mais il est facile de déduire des résultats obtenus par Regnault la loi de compressibilité d'une même masse gazeuse dans les mêmes conditions d'expérience.



180. **Expériences récentes.** — Les expériences entreprises pour étudier la compressibilité des gaz sous de faibles pressions n'ont pas encore conduit, par suite des difficultés inhérentes aux déterminations, à des résultats précis. C'est ainsi que, d'après Siljeström, l'air et l'hydrogène seraient, à des pressions inférieures à 76 centimètres, plus compressibles que ne l'indique la loi de Mariotte, tandis que, d'après les expériences de Mendeleeff, Kirpitchoff et Hemilian, tout gaz serait, à une pression suffisamment faible, moins compressible que ne l'indique la même loi, l'écart allant d'ailleurs en augmentant à mesure que la pression diminue. Enfin, d'après Amagat, l'air suivrait, à de faibles pressions, la loi de Mariotte.

Les travaux de Natterer, d'Andrews, de Cailletet, d'Amagat, etc., sur la compressibilité des gaz sous de hautes pressions et à diverses températures, ont conduit à d'importants résultats que nous allons faire connaître, sans toutefois entrer dans le détail des expériences.

Nous verrons, par la suite, que tous les gaz sont liquéfiables dans des conditions convenables de température et de pression. Mais il existe pour chaque gaz une température, appelée *point critique* par Andrews, au-dessus de laquelle le gaz ne peut être amené à l'état liquide, quelque grande que soit la pression à laquelle on le soumet. Or, au point de vue de leur compressibilité, les gaz se comportent différemment, suivant qu'on les considère à une température très supérieure, à peu près égale, ou inférieure à celle de leur point critique.

*a.* — Tout gaz à une température très supérieure à son point critique (hydrogène à la température ordinaire) se comprime moins que ne l'indique la loi de Mariotte; l'écart, d'abord très faible, augmente avec la pression.

*b.* — A une température plus voisine du point critique, mais encore supérieure à ce point, tout gaz se comprime d'abord plus que ne l'indique la loi de Mariotte; l'écart augmente avec la pression jusqu'à une valeur maxima à partir de laquelle il commence à décroître; si la pression croît toujours, l'écart devient nul, puis change de signe, le gaz se comprimant alors moins que ne le veut la loi. Enfin, pour des pressions suffisantes, la compressibilité du gaz se réduit à celle du liquide dans lequel il se transformerait s'il était à une température inférieure au point critique.

*c.* — A la température du point critique ou à une température



inférieure, les gaz se compriment plus que ne l'indique la loi de Mariotte, et l'écart augmente avec la pression, jusqu'au moment où survient une brusque augmentation de compressibilité et où le gaz se liquéfie.

Malgré cette complexité des phénomènes, on peut, toutes les fois que les pressions ne sont pas trop élevées et qu'elles ne varient pas dans des limites trop étendues, admettre que l'air, l'azote, l'hydrogène et les gaz difficilement liquéfiables suivent exactement la loi de Mariotte.

#### B. — APPLICATIONS DE LA COMPRESSIBILITÉ DES GAZ.

181. **Manomètres.** — On appelle *manomètres* des appareils destinés à faire connaître la force élastique des gaz.

Dans les *manomètres à liquide*, la force élastique du gaz se déduit de la hauteur d'une colonne liquide et de la valeur de la pression atmosphérique, ou de la hauteur d'une colonne liquide augmentée de la force élastique, calculée d'après la loi de Mariotte, d'une masse gazeuse invariable qui est plus ou moins comprimée.

Dans les *manomètres métalliques*, une graduation, établie par comparaison avec les indications d'un manomètre à liquide, permet de mesurer la force élastique du gaz par la déformation que ce gaz imprime à une enveloppe métallique.

Cailletet a utilisé, pour la mesure des hautes pressions, les changements de volume d'une enveloppe en verre dont la surface extérieure est soumise à une compression uniforme exercée par le gaz dont on veut mesurer la force élastique.

Il existe un grand nombre de manomètres dont la forme et la disposition varient avec les besoins d'ordres scientifique ou industriel auxquels ils doivent satisfaire; nous ne décrirons que les principaux d'entre eux.

182. **Manomètre à air libre.** — Le réservoir R, qui contient le gaz dont on veut mesurer la force élastique, est mis en communication avec une masse de mercure AB (fig. 117) qui s'élève, suivant que la pression du gaz est inférieure ou supérieure à la pression atmosphérique, dans le tube BC ou dans un second tube qui s'ouvre librement dans l'atmosphère.

Lorsque les deux niveaux du mercure en équilibre sont en A et B, l'égalité de pression en tous les points du liquide situés sur



le plan horizontal qui passe par A montre que la pression atmosphérique est égale à la force élastique du gaz contenu en R, augmentée du poids de la colonne de mercure dont la hauteur H est égale à la différence des niveaux A et B. En exprimant proportionnellement par les hauteurs  $H_1$ ,  $h$  et H de colonnes de mercure, la pression atmosphérique, la force élastique inconnue et le poids de la colonne AB on a :

$$H_1 = h + H, \text{ d'où : } h = H_1 - H.$$

Si la force élastique  $h$  avait été plus grande que la pression atmosphérique, le niveau A aurait été plus haut que le niveau B et l'on aurait eu :

$$H_1 + H = h,$$

ces lettres conservant la même signification que ci-dessus.

L'appareil de Dulong et Arago et celui de Regnault ne sont autre chose que des manomètres à air libre.

183. **Manomètre barométrique.** — Cet instrument (fig. 118) permet de mesurer avec précision les pressions inférieures à un atmosphère ; il se compose d'un tube en verre A de 80 centimètres de long environ, qui communique, par sa partie supérieure, avec le réservoir contenant le gaz dont on veut mesurer la force élastique, et qui plonge, par sa partie inférieure, dans une cuve à mercure. Soient H la hauteur à laquelle s'élève le niveau du mercure au-dessus du niveau de la cuve,  $H_1$  la hauteur barométrique et  $h$  la hauteur de mercure qui ferait équilibre à la force élastique inconnue et qui mesure cette force ; on a :

$$h + H = H_1, \text{ d'où : } h = H_1 - H.$$

En général, on dispose le manomètre barométrique à côté du tube d'un baromètre normal B et on le fait plonger dans la même cuve à mercure ; on peut alors mesurer directement  $H_1 - H$  au cathétomètre.

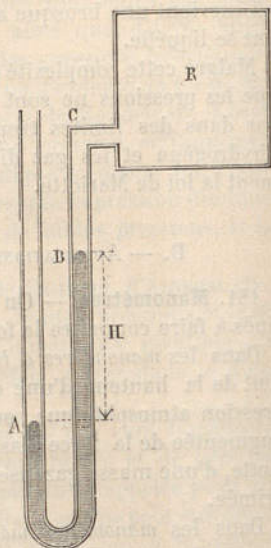


Fig. 117. — Principe du manomètre à air libre.

184. **Manomètre différentiel de Krätz.** — Cet instrument (fig. 119) permet de déterminer avec une grande précision, non pas la valeur absolue d'une pression, mais les petites différences

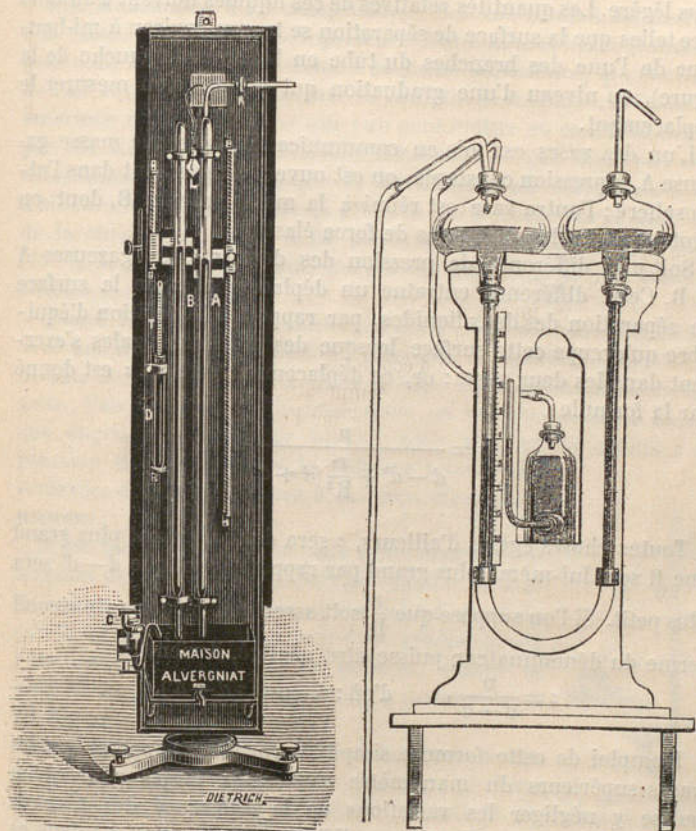


Fig. 118. — Manomètre barométrique. Fig. 119. — Manomètre différentiel de Krätz.

qui existent entre les pressions de deux masses gazeuses distinctes ou les faibles variations de force élastique d'un milieu gazeux. Il se compose de deux larges vases d'égal diamètre  $2R$  mis en communication, par leur fond, au moyen d'un tube en U de diamètre assez faible  $2r$ . L'intérieur des vases et du tube est occupé par



deux liquides non miscibles, dont les densités  $d$  et  $d'$  doivent être aussi voisines que possible; on choisit ordinairement l'eau convenablement alcoolisée et l'essence de thérébentine qui est un peu plus légère. Les quantités relatives de ces liquides doivent d'ailleurs être telles que la surface de séparation se trouve environ à mi-hauteur de l'une des branches du tube en U (branche gauche de la figure), au niveau d'une graduation qui permet d'en mesurer le déplacement.

L'un des vases est mis en communication avec une masse gazeuse A, à pression constante, ou est ouvert directement dans l'atmosphère; l'autre vase est réuni à la masse gazeuse B, dont on veut constater les variations de force élastique.

Soit  $p$  la différence de pression des deux masses gazeuses A et B. Cette différence entraîne un déplacement  $z$  de la surface de séparation des deux liquides, par rapport à la position d'équilibre qu'occupe cette surface lorsque des pressions égales s'exercent dans les deux vases; or, ce déplacement vertical  $z$  est donné par la formule :

$$z = \frac{p}{d - d' + \frac{r^2}{R^2}(d + d')}$$

Toutes choses égales d'ailleurs,  $z$  sera donc d'autant plus grand que  $R$  sera lui-même plus grand par rapport à  $r$  et que  $d - d'$  sera plus petit. Si l'on suppose que  $\frac{r}{R}$  soit assez petit pour que le second terme du dénominateur puisse être négligé, il vient :

$$z = \frac{p}{d - d'}, \quad \text{d'où : } p = z(d - d').$$

L'emploi de cette formule simplifiée revient à supposer que les vases supérieurs du manomètre sont assez larges pour qu'on puisse y négliger les variations de la différence des niveaux liquides qui correspondent à une différence de pression  $p$ ; dans ce cas en effet, si l'on considère un élément de surface pris à la partie inférieure du tube de communication, on voit sans peine que la différence de pression  $p$  est équilibrée par la substitution d'une colonne  $z$  du liquide de densité  $d$  à une colonne  $z$  du liquide de densité  $d'$ ; on a alors immédiatement :

$$p = zd - zd' = z(d - d').$$

C'est avec ce manomètre que Marey a pu obtenir l'inscription des variations de pression, pendant le vol, de la masse gazeuse située sous l'aile des oiseaux.

185. **Manomètre à air comprimé.** — Cet instrument est destiné à la mesure des pressions supérieures à une atmosphère; il se compose d'un tube en verre, fermé à sa partie supérieure, qui contient de l'air et plonge dans une cuvette remplie de mercure; celle-ci est enfermée dans une caisse que l'on peut mettre en communication par un tube avec le récipient contenant le gaz dont on veut déterminer la force élastique  $P$ . La masse d'air emprisonnée est d'ailleurs telle que, lorsque la pression qui s'exerce sur le mercure de la cuvette est égale à la pression atmosphérique moyenne ( $76^{\text{cm}}$ ), la surface libre du mercure est au même niveau dans la cuvette et dans le tube.

Quand l'intérieur du manomètre est mis en communication avec une masse gazeuse de force élastique  $H$  supérieure à  $0^{\text{m}},76$ , le niveau du mercure s'élève dans le tube et s'abaisse dans la cuvette; l'air emprisonné diminue donc de volume, sa force élastique augmente et devient bientôt telle que, en s'ajoutant à la pression due au poids de la colonne mercurielle soulevée, elle fait équilibre à la force élastique à mesurer.

Il est facile de calculer cette force élastique en fonction de la hauteur du mercure dans le tube et du volume occupé par l'air, si l'on admet que l'air suit la loi de Mariotte; on peut donc graduer ainsi l'instrument. On préfère, en général, établir la graduation par comparaison avec un manomètre à air libre.

On donne quelquefois aux manomètres à air comprimé la forme d'un tube en U (fig. 120); l'une des branches M du tube est fermée et contient de l'air et la pression à mesurer s'exerce dans l'autre branche S.

Lorsque la branche fermée d'un manomètre à air comprimé est cylindrique, la sensibilité de l'instrument, comme nous l'avons déjà fait remarquer à propos des expériences de Dulong et Arago, décroît quand la pression à mesurer augmente. C'est pour obvier à cet inconvénient que l'on donne parfois au tube une forme conique. Les variations de niveau du mercure, pour une même dimi-

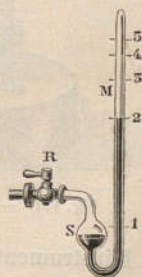


Fig. 120. — Manomètre à air comprimé.



nution de volume du gaz, sont alors, en effet, plus grandes à cause de la diminution de diamètre du tube.

Les manomètres à air comprimé sont moins encombrants que les manomètres à air libre, aussi ont-ils été employés dans l'industrie, quoiqu'ils ne fussent pas susceptibles de donner des indications très précises. On leur substitue aujourd'hui des manomètres métalliques qui ont l'avantage d'être moins fragiles.

186. **Manomètre métallique de Bourdon.** — Cet instrument est

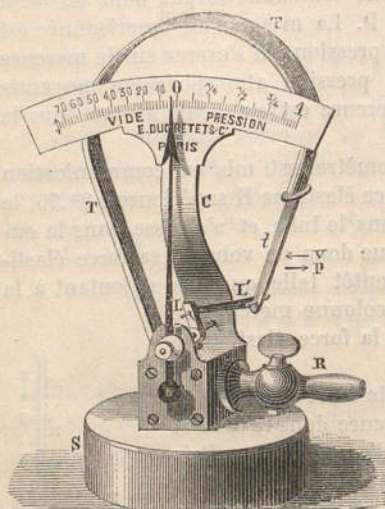


Fig. 121. — Manomètre métallique.

constitué par un tube métallique TT (fig. 121) à section elliptique. L'une des extrémités L de ce tube est réunie, par un système d'articulations, à une aiguille mobile sur un cadran gradué; l'autre extrémité est fixe au contraire et mise en communication, par un robinet R, avec le réservoir contenant le gaz dont on veut mesurer la pression.

Suivant que cette pression, qui agit à l'intérieur du tube, est supérieure ou inférieure à la pression atmosphérique extérieure, l'extrémité L', et par suite l'aiguille, se déplace dans un sens ou dans l'autre.

L'instrument est gradué par comparaison avec un manomètre à air libre.

187. **Voluménomètre.** — On appelle ainsi un appareil, imaginé par le capitaine Say, puis modifié et perfectionné par Regnault, dans lequel on utilise le phénomène de la compressibilité de l'air pour la détermination du volume et par suite de la densité des corps solides qui ne peuvent supporter l'immersion dans un liquide.

Le voluménomètre se compose de deux tubes verticaux M (fig. 122) réunis à leur partie inférieure par un tube horizontal muni d'un robinet à trois voies; l'un des tubes verticaux s'ouvre dans l'atmosphère, tandis que l'autre se recourbe en *t* et aboutit

à un tube métallique muni en *r* d'un robinet et en *c* d'un collier à gorge destiné à fixer un ballon B.

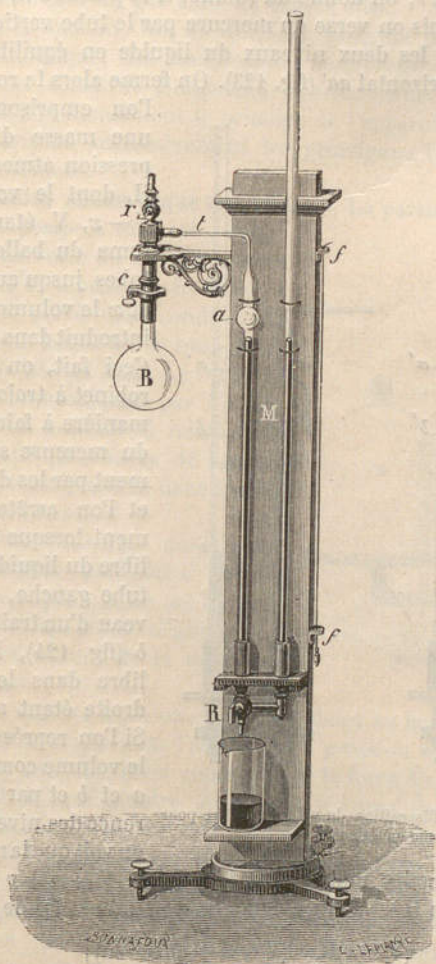


Fig. 122. — Voluménoètre.

Un poids *p* du corps dont on veut trouver la densité étant pesé, on en détermine le volume de la manière suivante. On introduit



ce poids  $p$  du corps dans le ballon B, on fixe ce ballon en  $c$ , on ouvre le robinet  $r$ , on donne au robinet R la position indiquée par la figure 123, puis on verse du mercure par le tube vertical ouvert jusqu'à ce que les deux niveaux du liquide en équilibre soient dans le plan horizontal  $aa'$  (fig. 123). On ferme alors le robinet  $r$  et

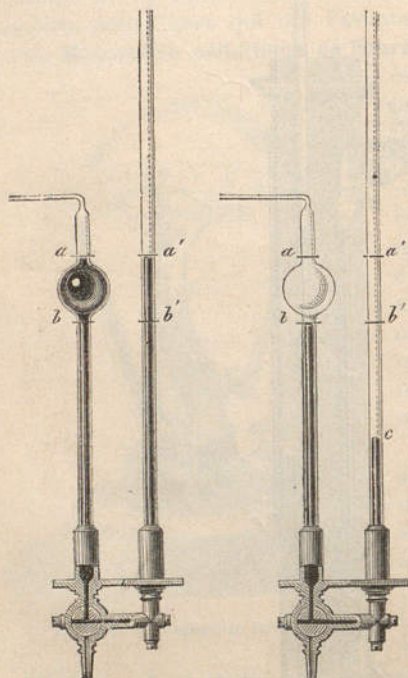


Fig. 123 et 124. — Disposition du volumétre pour une expérience.

l'on emprisonne ainsi une masse d'air, à la pression atmosphérique  $H$ , dont le volume est  $V - x$ ,  $V$  étant le volume du ballon et des tubes jusqu'au trait  $a$ , et  $x$  le volume du corps introduit dans le ballon. Ceci fait, on tourne le robinet à trois voies de manière à faire écouler du mercure simultanément par les deux tubes et l'on arrête l'écoulement lorsque la surface libre du liquide, dans le tube gauche, est au niveau d'un trait de repère  $b$  (fig. 124), la surface libre dans le tube de droite étant alors en  $c$ . Si l'on représente par  $v$  le volume compris entre  $a$  et  $b$  et par  $h$  la différence des niveaux  $b$  et  $c$ , on voit que la masse d'air

emprisonnée occupe maintenant le volume  $V - x + v$  et qu'elle est à la pression  $H - h$ . On a donc, en vertu de la loi de Mariotte :

$$(V - x)H = (V - x + v)(H - h);$$

d'où l'on tirera  $x$ , si l'on connaît  $V$ ,  $v$ ,  $H$  et  $h$ .

Le poids  $p$  ayant été préalablement déterminé, la densité du corps sera  $\frac{p}{x}$ .

188. **Machines pneumatiques.** — On appelle ainsi les appareils destinés à raréfier un gaz dans un espace clos.

Depuis l'époque où Otto de Guericke imagina la première machine pneumatique, des modifications nombreuses ont été apportées, qui ont constitué d'importants perfectionnements ou même changé assez profondément le principe de l'appareil primitif.

Nous décrirons successivement les principaux types de machines pneumatiques.

189. **Machine pneumatique ordinaire.** — La partie essentielle est un *corps de pompe* A (fig. 125), cylindre creux en verre ou en cuivre dans lequel peut se mouvoir à frottement un piston P percé d'un conduit qui est lui-même muni d'une soupape D s'ouvrant de bas en haut. Le corps de pompe A communique, par l'intermédiaire d'un conduit C muni en B d'une soupape qui s'ouvre de bas en haut, avec le récipient R dans lequel on veut faire le vide.

Nous dirons plus loin quels artifices on emploie pour faire que le poids de la soupape B, de même que celui de la soupape D, soit négligeable.

Le fonctionnement de la machine est le suivant.

Lorsqu'on soulève le piston, supposé d'abord au bas de sa course, la soupape D se ferme sous l'action de la pression atmosphérique, tandis que la soupape B est soulevée par la force élastique de l'air du récipient R, qui pénètre ainsi dans le corps de pompe. Si le piston est alors abaissé, la force élastique de l'air actuellement contenu dans le corps de pompe fait d'abord fermer la soupape B; lorsque cette pression est devenue suffisante, la soupape D s'ouvre et l'air s'échappe dans l'atmosphère. Donc, lorsque le piston est ramené au bas de sa course, c'est-à-dire lorsque l'on a donné un *coup de piston*, on a extrait du récipient et chassé dans l'atmosphère une partie de l'air que le récipient contenait. En recommençant la même manœuvre, on chassera dans l'atmosphère, à chaque coup de piston, une nouvelle quantité d'air extrait du récipient, dans lequel on fera ainsi peu à peu le vide.

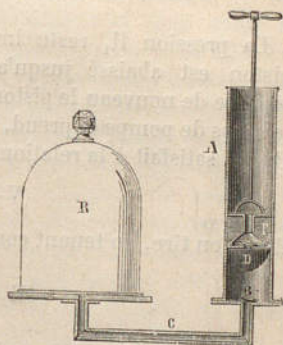


Fig. 125. — Principe de la machine pneumatique.



Il est d'ailleurs facile de calculer la force élastique du gaz du récipient après chaque coup de piston.

Soient, en effet,  $V$  le volume de ce récipient et du tube C,  $v$  le volume du corps de pompe et  $H$  la pression atmosphérique que nous supposons être aussi la pression initiale du gaz contenu en R.

Lorsque le piston est soulevé une première fois, l'air du récipient occupe le volume  $V + v$  et prend une force élastique  $H_1$  qui satisfait à la relation :

$$(V + v)H_1 = VH,$$

$$d'où l'on tire : \quad H_1 = \frac{V}{V + v} H. \quad (1)$$

La pression  $H_1$  reste invariable dans le récipient lorsque le piston est abaissé jusqu'au bas de sa course ; mais lorsqu'on soulève de nouveau le piston, l'air du récipient occupe de nouveau le corps de pompe et prend, par cette expansion, une force élastique  $H_2$  qui satisfait à la relation :

$$(V + v)H_2 = VH_1,$$

$$d'où l'on tire, en tenant compte de (1) :$$

$$H_2 = \left( \frac{V}{V + v} \right)^2 H.$$

On verrait de même qu'après  $n$  coups de piston, la force élastique de l'air du récipient est devenue :

$$H_n = \left( \frac{V}{V + v} \right)^n H.$$

On voit que si la machine fonctionne comme nous venons de le supposer, c'est-à-dire sans présenter aucun des inconvénients qui existent en réalité et que nous allons signaler, la pression finale est d'autant plus petite que l'on a donné un plus grand nombre  $n$  de coups de piston, mais que cette pression ne devient nulle que si  $n$  est infini, ce qui signifie qu'il est impossible de faire le vide absolu dans le récipient.

*Espace nuisible.* — En réalité, par suite des imperfections de la machine, on ne peut abaisser la force élastique de l'air du récipient au-dessous d'une valeur minima que nous allons déterminer.

Remarquons, en effet, que le contact n'est jamais parfait entre la partie inférieure du piston et le fond du corps de pompe, et



qu'il existe toujours entre ces deux surfaces en regard un petit espace, dit *nuisible*, de volume  $u$ . Chaque fois que le piston arrive au bas de sa course, il reste donc dans cet espace nuisible un volume  $u$  de gaz à la pression atmosphérique  $H$ . Quand on soulève le piston, cette masse gazeuse occupe le volume  $v$  et sa pression, d'après la loi de Mariotte, est égale à  $\frac{u}{v} H$ . Par suite, lorsque la pression, dans

le récipient, se sera abaissée jusqu'à cette valeur  $\frac{u}{v} H$ , aucune partie de gaz ne pourra passer dans le corps de pompe et de nouveaux coups de pistons ne produiront aucun effet.

190. **Machine pneumatique à deux corps de pompe.** — Les machines ordinaires présentent habituellement deux corps de pompe  $P, P'$  (fig. 126) et deux pistons identiques, dont les tiges engrènent de part et d'autre d'une roue dentée fixée à l'axe d'une manivelle  $M$  à laquelle on communique un mouvement alternatif.

L'emploi de ces deux pistons, dont l'un s'abaisse tandis que l'autre s'élève, a été imaginé par Denis Papin ; il rend la manœuvre moins pénible. Dans une machine à un seul corps de pompe, en effet, l'effort à développer pour soulever le piston est représenté, en négligeant les frottements, par la différence qui existe entre la pression atmosphérique qui s'exerce constamment sur la face supérieure du piston et la force élastique du gaz qui agit sur la face inférieure. Cette dernière varie à chaque instant pendant que le piston se soulève, mais elle devient rapidement très faible, lorsque la raréfaction du gaz dans le récipient a été poussée un peu loin. L'effort à développer pour soulever le piston durant la majeure partie de sa course est alors considérable.

Dans les machines à deux corps de pompe, la pression atmosphérique s'exerçant sur les faces supérieures des deux pistons, il suffit, pour la manœuvre, de vaincre la différence des pressions que ces pistons supportent sur leur face inférieure ; or cette différence n'est grande que lorsque les pistons sont arrivés vers la fin de leur course et que le vide a été poussé assez loin. Aussi n'est-ce que pendant un temps fort court que l'effort à développer est un peu considérable.

D'autres dispositions, que nous décrirons plus loin, permettent également de supprimer la résistance due à la pression atmosphérique, tout en n'employant cependant qu'un seul corps de pompe.



*Détails de la machine.* — Chaque piston est constitué par des rondelles de cuir gras serrées contre un disque métallique qui forme sa face supérieure ; il est percé, comme nous l'avons indiqué, d'un canal dont l'orifice supérieur s'ouvre librement dans l'atmosphère et dont l'orifice inférieur est fermé par une soupape s'ouvrant de bas en haut et maintenue par un faible ressort à

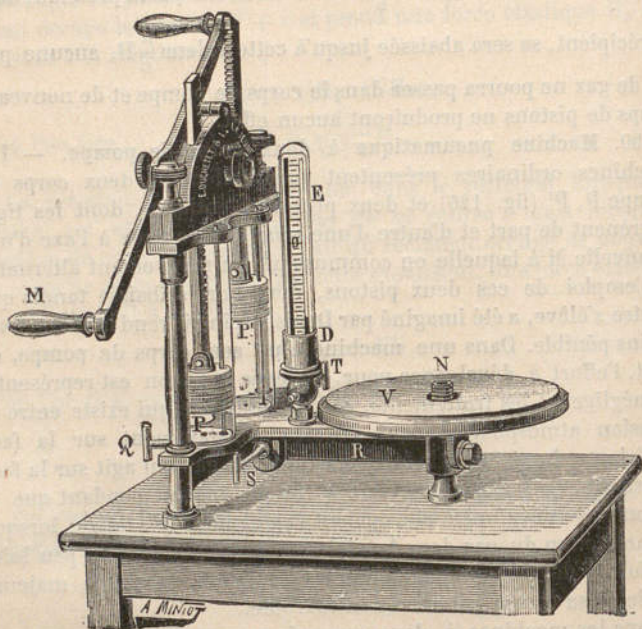


Fig. 126. — Machine pneumatique à deux corps de pompe.

boudin ; il est en outre traversé à frottement dur par une tige métallique. Cette tige porte, à son extrémité inférieure, un petit tronc de cône en cuir s'adaptant exactement à l'orifice du tube qui établit la communication avec le récipient ; elle s'engage, par sa partie supérieure, dans le couvercle du corps de pompe et porte, dans le voisinage de cette extrémité, et au-dessous du couvercle, un petit disque métallique qui limite sa course. Grâce à cette disposition, la tige, qui ne peut être soulevée que d'un millimètre environ lorsque le piston s'élève, ferme immédiatement l'ouverture

correspondante quand le piston s'abaisse, emprisonne ainsi le gaz du corps de pompe et rend impossible le retour de ce gaz dans le récipient.

Sur le tuyau d'aspiration RN (fig. 126) qui relie les corps de pompe au récipient, se trouve un robinet S qui permet de supprimer à volonté la communication entre le récipient et les corps de pompe et d'empêcher ainsi le retour dans le récipient de l'air qui peut pénétrer par des fuites des soupapes ou des pistons. Le robinet S permet en outre, grâce à un conduit coudé aboutissant à l'extérieur et fermé par une cheville, de laisser rentrer l'air, soit dans les corps de pompe, soit dans le récipient; il suffit pour cela de donner à ce robinet une position convenable et d'enlever la cheville.

Un baromètre à siphon, destiné à mesurer à chaque instant la force élastique du gaz dans le récipient, est enfermé dans une éprouvette ED réunie au tube de communication RN. La branche fermée de ce baromètre, dit *tronqué*, est très courte; aussi le mercure la remplit-il complètement jusqu'au moment où la pression dans le récipient devient inférieure à la distance verticale du sommet de cette branche fermée à la surface libre du liquide dans l'autre branche.

Enfin le tuyau d'aspiration se termine en N au centre d'un disque de verre bien dressé V, qu'on nomme la *platine* de la machine et sur lequel on place, après en avoir préalablement suifé les bords, les cloches à bords rodés dans lesquelles on veut faire le vide. L'extrémité N du tuyau d'aspiration est d'ailleurs munie d'un pas de vis qui permet d'y fixer les divers récipients dont on désire extraire les gaz.

*Perfectionnement de Babinet.* — Babinet a imaginé un système de conduit et de robinet, qui, placé dans le socle des corps de pompe, permet de ne faire communiquer le récipient qu'avec le corps de pompe P', et d'établir en même temps une communication directe entre ce corps de pompe et le corps de pompe P. A partir de ce moment, la machine est en quelque sorte dédoublée, le corps de pompe P' faisant le vide dans le récipient, tandis que le corps de pompe P aspire le gaz contenu dans P'. Si  $u$  est l'espace nuisible en P, V le volume de ce corps de pompe et H la pression atmosphérique, la pression minima en P' sera  $H' = \frac{u}{V} H$  (§ 189); si donc  $u'$  est l'espace nuisible et V' le volume du corps de pompe



P', la pression dans le récipient pourra s'abaisser jusqu'à une valeur minima H', donnée par l'expression :

$$H'' = \frac{u'}{V'} H' = \frac{u'}{V'} \frac{u}{V} H.$$

Cette valeur est inférieure à la valeur minima qui correspond au fonctionnement ordinaire de la machine et qui serait  $\frac{u}{v} H$  ou  $\frac{u'}{v'} H$ , suivant que l'on se serait arrêté lorsque le piston P ou lorsque le piston P' était au bas de sa course.

191. **Machine Bianchi.** — C'est une machine (fig. 127) à un seul corps de pompe oscillant. Les parties supérieure et inférieure du corps de pompe communiquent chacune avec le récipient grâce à un tube visible sur la partie antérieure de la figure et qui se bifurque en avant et en bas du corps de pompe; les deux parties du corps de pompe sont en outre en communication avec l'atmosphère, la supérieure par une ouverture spéciale, l'inférieure par un conduit creusé dans l'épaisseur et dans la tige même du piston. Les divers orifices du corps de pompe sont d'ailleurs munis de soupapes, de telle sorte que ses parties supérieure et inférieure fonctionnent chacune comme un corps de pompe distinct.

Le piston est actionné par un volant V muni d'une poignée M. On peut adapter à cette machine le perfectionnement de Babinet.

192. **Machine de Deleuil.** — Cette machine, qui n'a encore qu'un seul corps de pompe, fonctionne comme la machine de Bianchi, avec cette seule différence que le piston est plein et que chacune des bases du corps de pompe présente deux soupapes, l'une par laquelle arrivent les gaz du récipient, l'autre par laquelle les gaz sont expulsés à l'extérieur; les gaz expulsés sont d'ailleurs envoyés dans un même conduit et la machine peut fonctionner comme pompe de compression. Mais cette machine présente une particularité remarquable; son piston, en effet, est constitué par un cylindre métallique, de hauteur assez grande, dont le diamètre est inférieur de  $\frac{1}{50}$  de millimètre au diamètre intérieur du corps

de pompe, et dont la surface latérale est creusée de rainures circulaires. L'espace capillaire qui existe entre les parois en regard du piston et du corps de pompe présente ainsi une série d'étranglements et de renflements; or les gaz éprouvent une si grande difficulté à cheminer à travers un tel espace que la machine fonc-



tionne exactement comme si le piston était rigoureusement en contact avec le corps de pompe par toute sa surface latérale. Cette

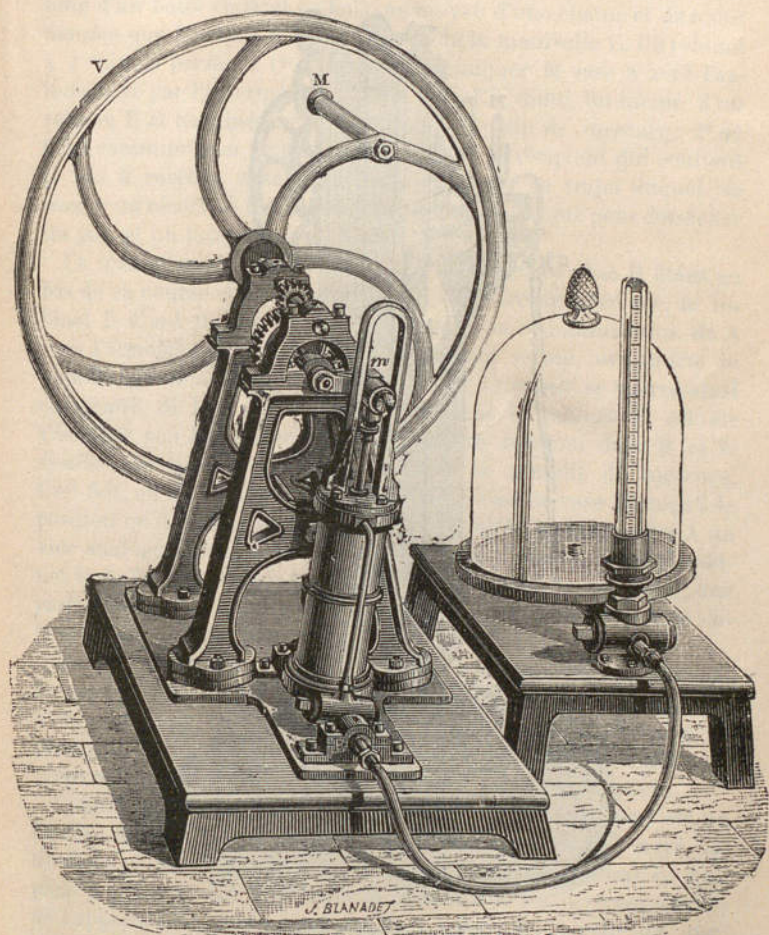


Fig. 127. — Machine de Bianchi.

disposition présente l'avantage d'éviter l'usure et l'échauffement du piston.



193. Pompe à mercure. — La pompe à mercure, que Geissler de Berlin a le premier construite sous une forme pratique et qui a

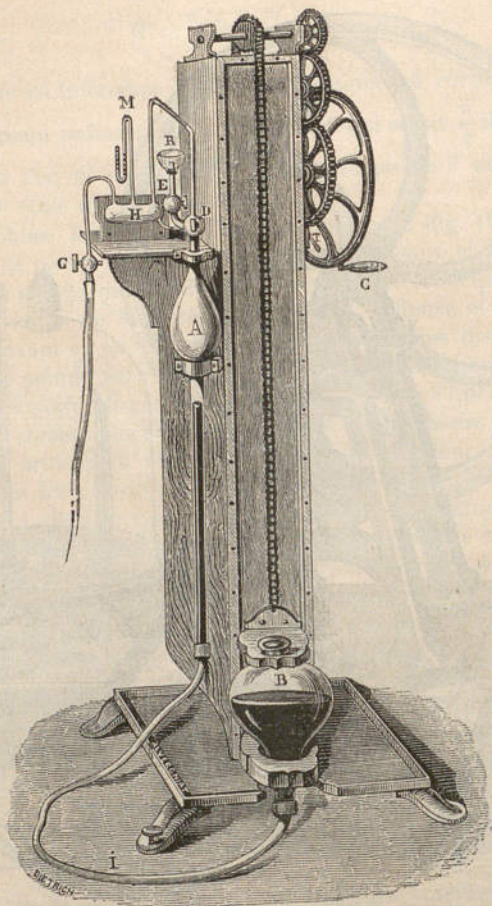


Fig. 128. — Pompe à mercure.

été perfectionnée en France par Alvergnyat, est une machine pneumatique dont le piston est constitué par un liquide, le mercure, qui s'élève et s'abaisse dans un corps de pompe A (fig. 128). Le

vase A surmonte un tube en verre, de 80 centimètres de long environ, dont la partie inférieure est reliée par un tube de caoutchouc I à un vase mobile B. Celui-ci peut être élevé ou abaissé, le long d'un bâtis vertical en bois, au moyen d'une chaîne et de roues dentées que l'on fait tourner à l'aide de la manivelle C. Un robinet à 3 voies D permet : 1° de faire communiquer le vase A avec l'atmosphère par l'intermédiaire d'un tube ER muni lui-même d'un robinet E et terminé par un entonnoir R plein de mercure; 2° de faire communiquer ce même vase A avec le récipient qui contient le gaz à raréfier, grâce à un tube DHG sur le trajet duquel se trouve un réservoir H contenant de l'acide sulfurique pour dessécher les gaz, et un baromètre tronqué M.

La manœuvre de la pompe est la suivante. Le vase B étant au bas de sa course et à peu près rempli de mercure bien sec, le robinet D étant tourné de façon à établir la communication de A avec l'atmosphère, mais le robinet E étant fermé, on amène le vase B au-dessus du niveau de A, où l'air intérieur se trouve ainsi comprimé. Si l'on ouvre alors lentement le robinet E, cet air s'échappe peu à peu à travers le mercure contenu dans R et le système de vases et de tubes BIADER se remplit de mercure. Ceci fait, on ferme le robinet E et l'on abaisse le vase B jusqu'à la position qu'il occupe sur la figure, de manière à produire en A un vide analogue au vide barométrique. Si l'on tourne alors le robinet D de façon à établir la communication avec le récipient, une partie du gaz qui y est contenue arrive en A et le mercure s'abaisse dans le tube vertical.

En redonnant à D sa position première et recommençant la manœuvre décrite ci-dessus, on chasse dans l'atmosphère le gaz qui a été puisé dans le récipient; on a, en somme, donné un coup de piston. Il suffit donc de recommencer plusieurs fois la même manœuvre, pour faire progressivement le vide dans le récipient.

Comme il n'y a pas d'espace nuisible, puisque le piston est un liquide, et que l'on réussit à fabriquer des robinets de verre qui tiennent parfaitement le vide, la raréfaction des gaz dans le récipient n'a pas d'autre limite, si le mercure et les diverses parties de l'appareil sont bien secs, que les tensions de vapeur du mercure et de l'acide sulfurique, tensions qui sont très faibles à la température ordinaire.

Grâce aux dispositions imaginées par Jean, Alvergnyat et Tœpler, on peut supprimer les robinets de la pompe à mercure et éviter



ainsi l'altération du mercure au contact des corps gras dont il faut enduire les robinets pour empêcher les fuites. La manœuvre de cette machine sans robinets consiste donc uniquement à élever et à abaisser un vase mobile.

L'une et l'autre de ces pompes à mercure permettent de recueillir les gaz, extraits du récipient, dans une éprouvette à mercure que l'on dispose en R, pour la pompe à robinets, et au-dessus de l'extrémité recourbée du tube d'expulsion, pour la pompe sans robinets.

Les pompes à mercure sont, de ce fait, des instruments précieux pour les physiologistes.

Le seul inconvénient de ces appareils est de faire lentement le vide; aussi, lorsqu'il s'agit simplement d'extraire un gaz contenu dans un récipient, commence-t-on, en général, par faire usage d'une autre machine pneumatique et ne se sert-on de la pompe à mercure que pour pousser plus loin la raréfaction.

194. **Trompes.** — On emploie fréquemment aujourd'hui, pour raréfier les gaz, des machines, appelées *trompes*, dans lesquelles on utilise l'entraînement mécanique des gaz par un courant liquide dans des conditions déterminées.

*Trompe à eau.* — La figure 129 représente une trompe à eau. Un courant d'eau arrive par E et passe d'un ajutage conique *a* dans un autre *b*, tourné en sens inverse, pour s'écouler par D; les ajutages sont enfermés dans un tube en verre qui communique, par le tube latéral A, avec le réservoir contenant le gaz à raréfier. Le passage du courant d'eau d'un ajutage dans l'autre entraîne le gaz environnant et vide donc le réservoir. On place, en général, dans le tube A une soupape qui empêche les gaz de rentrer dans le récipient, dans le cas où, pour une rai-

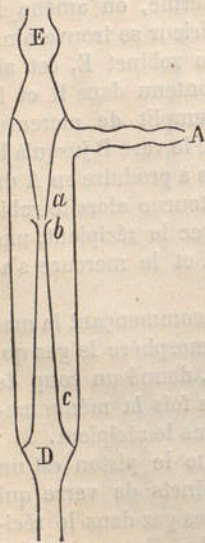


Fig. 129. — Trompe à eau.

son quelconque, la pression augmenterait à l'intérieur du tube qui renferme les deux ajutages.

Cet appareil peut aussi servir comme machine à compression; il suffit pour cela de faire déboucher librement le tube A dans

l'atmosphère, et de faire aboutir le tube D en B (fig. 130) vers la partie supérieure d'un récipient assez profond et parfaitement clos. L'eau tombe au fond de ce récipient, tandis que l'air qu'elle

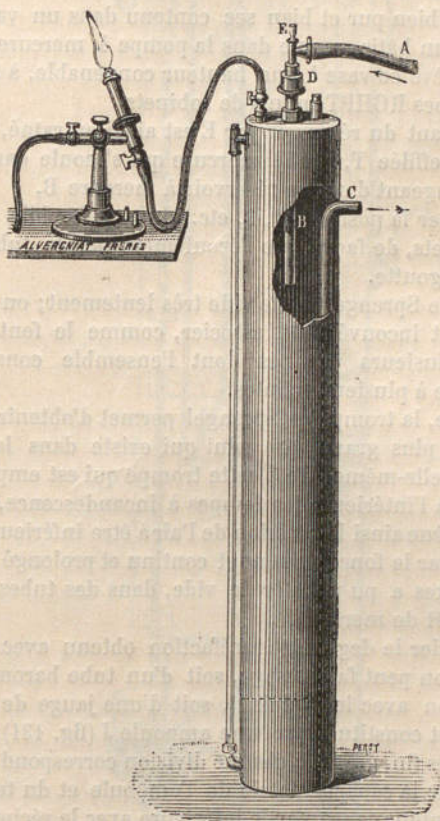


Fig. 130. — Trompe soufflante.

entraîne s'accumule sous pression à la partie supérieure et peut être utilisé, par exemple, pour alimenter un chalumeau à gaz. On fait d'ailleurs écouler l'eau par un tube vertical C dont l'extrémité inférieure aboutit au fond du récipient.

*Trompe de Sprengel.* — La trompe à mercure de Sprengel



(fig. 134), avec laquelle on peut obtenir un degré de raréfaction plus grand encore qu'avec la pompe à mercure, est basée sur le principe de la trompe à eau.

Du mercure bien pur et bien sec contenu dans un vase A, mobile le long d'un bâtis comme dans la pompe à mercure, s'écoule, lorsqu'on soulève ce vase à une hauteur convenable, à travers un système de tubes RGHPT munis de robinets.

Le gaz arrivant du réservoir par E est ainsi entraîné, au niveau de la pointe effilée T, par le mercure qui s'écoule dans un tube vertical C plongeant dans un réservoir à mercure B.

On doit régler la position (2, 3, etc.) du vase mobile et l'ouverture des robinets, de façon que l'écoulement par le tube effilé se fasse goutte à goutte.

La trompe de Sprengel fait le vide très lentement; on peut, pour remédier à cet inconvénient, associer, comme le font les frères Alvergniat, plusieurs trompes dont l'ensemble constitue une trompe unique à plusieurs chutes.

En revanche, la trompe de Sprengel permet d'obtenir un degré de raréfaction plus grand que celui qui existe dans la chambre barométrique elle-même. C'est cette trompe qui est employée pour faire le vide à l'intérieur des lampes à incandescence, dans lesquelles on amène ainsi la pression de l'air à être inférieure à  $0^{\text{mm}},01$  de mercure. Par le fonctionnement continu et prolongé d'une telle trompe, Crookes a pu pousser le vide, dans des tubes en verre, jusqu'à  $0^{\text{mm}},001$  de mercure.

Pour apprécier le degré de raréfaction obtenu avec la trompe de Sprengel, on peut faire usage, soit d'un tube barométrique en communication avec le récipient, soit d'une jauge de Mac-Leod. Cette jauge est constituée par une ampoule J (fig. 134) surmontée d'un tube *t* très fin, gradué; chaque division correspond à une fraction connue de la capacité totale de l'ampoule et du tube. L'ampoule communique par sa partie inférieure avec le récipient où l'on veut faire le vide, et elle est disposée de telle sorte que l'on peut, quand on le désire, ramener à la pression atmosphérique le gaz qu'elle renferme. Du volume occupé alors par ce gaz dans le tube gradué, on peut déduire approximativement la force élastique que possédait ce même gaz lorsqu'il remplissait l'ampoule et le tube et, par suite, la force élastique du gaz du récipient.

195. **Pompes de compression.** — Ce sont des machines destinées à comprimer de l'air ou un gaz quelconque dans un espace clos.

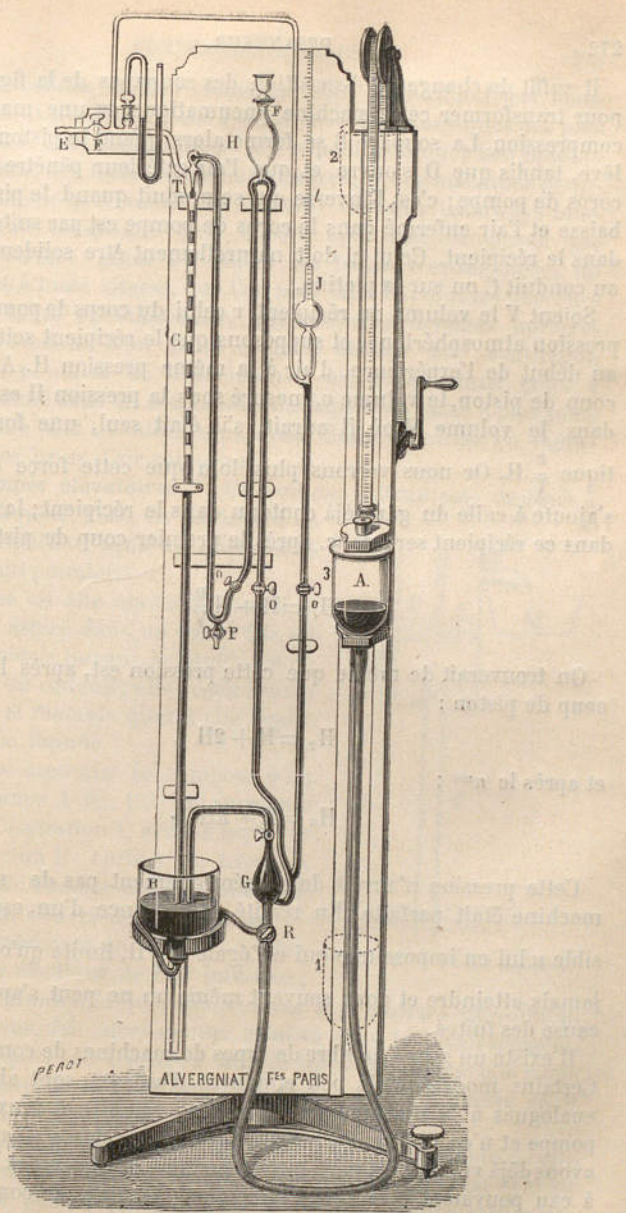


Fig. 131. — Trompe de Sprengel.



Il suffit de changer la disposition des soupapes de la figure 125 pour transformer cette machine pneumatique en une machine à compression. La soupape B se ferme alors quand le piston se soulève, tandis que D s'ouvre et que l'air extérieur pénètre dans le corps de pompe; c'est l'inverse qui se produit quand le piston s'abaisse et l'air enfermé dans le corps de pompe est par suite chassé dans le récipient. Celui-ci doit naturellement être solidement fixé au conduit C ou sur la platine.

Soient  $V$  le volume du récipient,  $v$  celui du corps de pompe,  $H$  la pression atmosphérique, et supposons que le récipient soit rempli, au début de l'expérience, d'air à la même pression  $H$ . A chaque coup de piston, le volume  $v$ , mesuré sous la pression  $H$  est envoyé dans le volume  $V$  où il aurait, s'il était seul, une force élastique  $\frac{v}{V} H$ . Or nous verrons plus loin que cette force élastique s'ajoute à celle du gaz déjà contenu dans le récipient; la pression dans ce récipient sera donc, après le premier coup de piston :

$$H_1 = H + H \frac{v}{V}.$$

On trouverait de même que cette pression est, après le second coup de piston :

$$H_2 = H + 2H \frac{v}{V}$$

et après le  $n^{\text{me}}$  :

$$H_n = H + nH \frac{v}{V}.$$

Cette pression n'aurait donc théoriquement pas de limite, si la machine était parfaite. En réalité, la présence d'un espace nuisible  $u$  lui en impose une qui est égale à  $\frac{v}{u} H$ , limite qu'on ne peut jamais atteindre et dont souvent même on ne peut s'approcher à cause des fuites.

Il existe un grand nombre de types de machines de compression. Certains modèles, très peu employés d'ailleurs, sont absolument analogues à la machine pneumatique ordinaire à deux corps de pompe et n'en diffèrent guère que par le jeu des soupapes. Nous avons déjà vu, d'autre part, que la machine de Deleuil et la trompe à eau pouvaient être utilisées comme machines de compression.

Les applications de l'air comprimé sont aujourd'hui fort nombreuses, nous nous bornerons à signaler ici quelques-unes des plus importantes. L'air comprimé est utilisé pour actionner bon nombre de machines, des locomotives entre autres, et des machines perforatrices pour le percement des tunnels. Certains tramways marchent à l'air comprimé. C'est encore avec l'air comprimé que l'on peut arrêter, grâce à l'emploi des freins Westinghouse, un train lancé à toute vitesse, que l'on peut faire circuler les dépêches dans des tubes pneumatiques, transmettre à diverses horloges l'heure provenant d'un poste central, obtenir une ventilation énergique, produire un froid intense, etc.; c'est aussi grâce à l'air comprimé dans un scaphandre ou dans une cloche à plongeur, que l'homme peut travailler sous l'eau. Enfin on utilise en thérapeutique les bains d'air comprimé.

196. **Pompes élévatoires.** — Ce sont des instruments destinés à élever un liquide, l'eau en général, d'un réservoir inférieur dans un autre situé au-dessus du premier.

La pompe est dite *aspirante*, quand le liquide est aspiré dans un tube; elle est appelée *foulante* lorsque le liquide est refoulé dans un conduit; elle reçoit le nom d'*aspirante* et *foulante* quand elle aspire et refoule le liquide.

La *pompe aspirante* se compose d'un corps de pompe A (fig. 132) qui surmonte un tuyau d'aspiration T, et dans lequel se meut un piston P; l'orifice du tuyau et le piston sont chacun munis d'une soupape s, s' qui s'ouvre de bas en haut.

Par la manœuvre du piston, on diminue la force élastique de l'air intérieur; la pression atmosphérique, qui s'exerce à la surface libre du liquide à élever, fait alors monter celui-ci dans le tuyau d'aspiration T. Lorsque l'eau a pénétré dans le corps de pompe, elle passe au-dessus du piston quand celui-ci s'abaisse et est déversée en M quand il s'élève.

La pression atmosphérique moyenne étant équivalente à une colonne d'eau de hauteur verticale égale à 10<sup>m</sup>.33, il est évident que l'eau ne pourra pénétrer dans le corps de pompe et être dé-

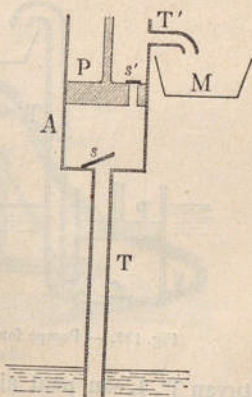


Fig. 132. — Pompe aspirante.



versée en M que si la distance verticale de la surface libre du liquide à la base du corps de pompe est inférieure à cette même hauteur de 10<sup>m</sup>.33. En pratique, cette distance ne peut guère dépasser 7 mètres à cause des fuites, de la présence dans l'eau de gaz dissous, etc.

Dans la pompe foulante (fig. 133), le tuyau d'aspiration est supprimé, le piston est plein, le corps de pompe plonge directement dans le liquide à élever et il est muni d'un tube de refoulement T'; ce tube conduit le liquide dans le réservoir supérieur M et présente à son orifice une soupape s' s'ouvrant de dedans en dehors.

La manœuvre du piston fait pénétrer l'eau dans le corps de pompe, puis refoule cette eau dans le

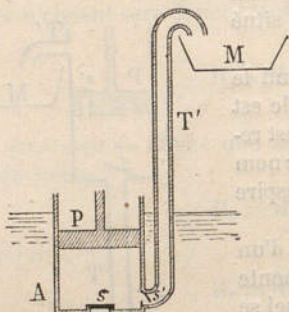


Fig. 133. — Pompe foulante.

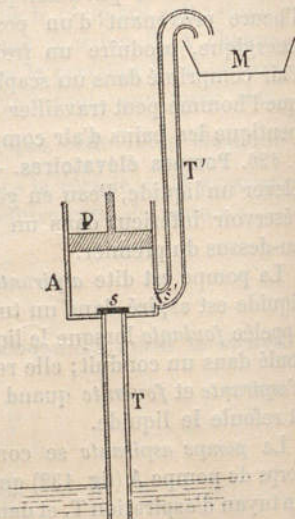


Fig. 134. — Pompe aspirante et foulante.

tuyau T'. L'eau peut ainsi être élevée à une hauteur indéfinie, mais l'effort à développer est d'autant plus considérable que le liquide s'élève déjà plus haut dans le tuyau de refoulement, car ce liquide exerce alors, sur la soupape s', une plus grande pression hydrostatique qu'il faut vaincre pour refouler dans le tuyau T' le liquide qui a pénétré dans le corps de pompe.

La pompe aspirante et foulante (fig. 134) ne diffère de la précédente que par l'adjonction d'un tuyau d'aspiration T. La pompe ne peut fonctionner théoriquement que si la distance verticale de la base du corps de pompe à la surface libre du liquide à élever est inférieure à 10<sup>m</sup>.33; mais on peut élever l'eau à une hauteur indé-

finie dans le tuyau de refoulement, sous réserve de l'effort à développer lorsque cette hauteur devient considérable.

197. **Pompe à écoulement continu.** — Avec les diverses pompes que nous venons de décrire, l'écoulement est discontinu. Le liquide ne s'écoule en effet dans le réservoir supérieur que pendant l'ascension du piston, lorsqu'on se sert d'une pompe aspirante, que pendant la descente du piston, si l'on emploie une pompe foulante ou une pompe aspirante et foulante.

Pour obtenir un écoulement continu, il suffit de faire arriver le liquide soulevé dans un réservoir clos, contenant de l'air et au fond duquel débouche le tuyau d'écoulement. L'air du réservoir est ainsi comprimé par l'arrivée de l'eau et, lorsque sa force élastique est suffisante, il produit, à l'extrémité du tuyau d'écoulement, un jet de liquide, non pas constant, mais continu.

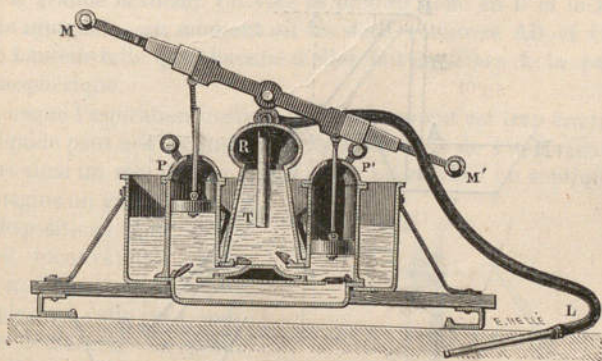


Fig. 135. — Pompe à incendie.

La *pompe à incendie* (fig. 135) est constituée par deux pompes foulantes P, P' accouplées de façon à envoyer alternativement l'eau dans un même réservoir à air R. De ce réservoir part un long tuyau TL par lequel l'eau s'écoule en un jet continu.

198. **Pompes médicales.** — Les pompes sont fréquemment utilisées en Médecine; on leur donne alors une forme appropriée aux usages auxquels elles sont destinées.

La seringue à injection hypodermique est une véritable pompe aspirante et foulante sans soupape, l'aspiration et le refoulement se faisant par un même conduit qui, pendant l'aspiration, est plongé



dans le liquide à injecter, et dont l'extrémité taillée en biseau est, lors du refoulement, introduite sous la peau du patient.

Bon nombre d'appareils destinés à opérer la transfusion du sang, à vider et à laver des cavités purulentes, etc., sont basés sur le principe des pompes.

199. **Pipette.** — La pipette, constituée par un tube ouvert aux deux bouts, est une pompe d'une grande simplicité qui sert à puiser dans un vase une petite quantité du liquide que ce vase contient. L'une des extrémités du tube étant plongée dans le liquide, on aspire par l'autre extrémité; c'est donc la cavité thoracique qui, par sa dilatation, joue le rôle du corps et du piston des pompes ordinaires.

200. **Siphon.** — Cet instrument, destiné à transvaser un liquide d'un vase V (fig. 136) dans un autre vase V', consiste en un tube

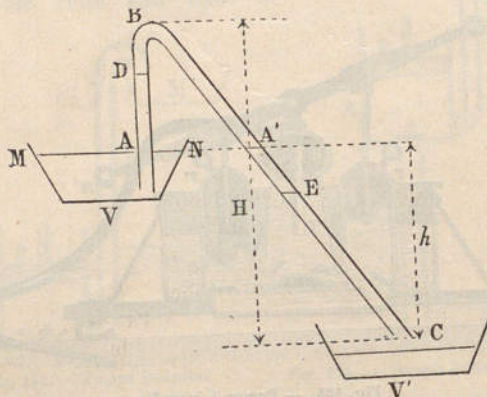


Fig. 136. — Siphon.

recourbé, à deux branches inégales, ouvert à ses deux extrémités. La petite branche plonge dans le vase V qui contient le liquide à transvaser, la grande branche s'ouvre directement dans l'atmosphère, ou plonge à l'intérieur du liquide déjà transvasé dans le vase V'.

Pour que le siphon fonctionne, il faut d'abord l'amorcer, c'est-à-dire le remplir du liquide à transvaser, ce que l'on obtient par une aspiration convenable pratiquée à l'extrémité C. L'amorçage réalisé, on peut considérer le vase V et le siphon ABC comme for-

mant un vase de forme spéciale ouvert en C par où le liquide de V s'écoulera, réserve faite de l'influence des résistances, avec une vitesse  $v = \sqrt{2gh}$ ,  $h$  étant la pression hydrostatique qui détermine l'écoulement, c'est-à-dire la distance verticale de l'orifice C à la surface libre MN du liquide. Si donc la grande branche s'arrêtait en A',  $h$  et par suite  $v$  seraient nuls, le liquide serait en équilibre et l'écoulement ne se produirait pas; dans le cas où l'extrémité de la grande branche serait au-dessus du niveau MN, le liquide qui remplit le siphon retournerait dans le vase V.

Il importe de remarquer encore que, si la distance verticale AB est supérieure à la hauteur de la colonne de liquide à transvaser qui fait équilibre à la pression atmosphérique, l'écoulement ne pourra pas se produire, même si l'amorcement a été pratiqué. L'action de l'atmosphère est, en effet, alors insuffisante pour faire monter le liquide jusqu'en B et remplacer ainsi la partie qui s'écoule par la grande branche. Un vide se produit donc en B et le liquide reste immobile, au moment où les deux colonnes AD et CE ont une hauteur telle que chacune d'elles fait équilibre à la pression atmosphérique.

Lorsque l'aspiration destinée à l'amorcement est trop énergique, le liquide peut arriver jusque dans la bouche de l'opérateur, qui court ainsi un réel danger si le liquide est corrosif ou septique. On

a imaginé un grand nombre de dispositions pour obvier à cet inconvénient; l'une des meilleures et des plus simples est celle qu'a indiquée Sedlaczek. La petite branche du siphon (fig. 137) est contenue dans un tube plus large  $c$  dont l'extrémité inférieure, de forme conique, est fermée par une sou-

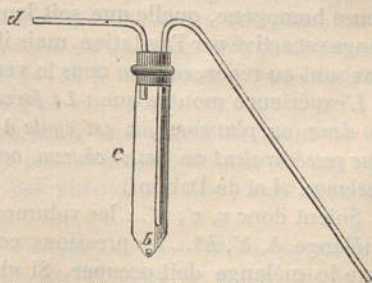


Fig. 137. — Siphon de Sedlaczek.

pape libre  $b$  constituée par une bille à jouer; un second tube  $d$ , ouvert dans l'atmosphère, pénètre à travers un bouchon dans le tube large  $c$ , et s'arrête à la partie supérieure de celui-ci, tandis que la petite branche du siphon descend jusqu'au voisinage de  $b$ . Le tube  $c$  étant plongé dans le liquide à transvaser, la pression hydrostatique s'exerce de bas en haut sur la bille  $b$  qui est soulevée jusqu'à ce que l'égalité de



niveau s'établisse en  $c$  et dans le vase. On souffle alors par le tube  $d$  et l'on produit ainsi en  $c$ , au-dessus du liquide, une pression supérieure à la pression atmosphérique. Cet excès de pression maintient la bille  $b$  abaissée et chasse le liquide dans le siphon, seule voie qui soit ouverte à l'écoulement. Il est évidemment impossible que le liquide pénètre, pendant cette manœuvre, dans la bouche de l'opérateur. Ajoutons que, l'amorcement établi, l'écoulement du liquide continuera à se produire; en effet le niveau s'abaissant en  $c$ , la pression hydrostatique transmise de bas en haut en  $b$  devient supérieure à celle qui s'exerce de haut en bas, de telle sorte que la bille  $b$  est soulevée et qu'une certaine quantité du liquide du vase pénètre en  $c$  et remplace à chaque instant le liquide qui s'écoule.

Les siphons sont fréquemment employés en Chirurgie pour le lavage des plaies ou de certaines cavités de l'organisme.

## II. — Actions moléculaires réciproques des gaz; actions moléculaires entre gaz et liquides, entre gaz et solides.

201. **Mélange des gaz.** — A l'inverse des liquides qui ne sont pas toujours miscibles, des gaz sans action chimique l'un sur l'autre se mélangent toujours de manière à former une masse gazeuse homogène, quelle que soit leur proportion relative. Le mélange est activé par l'agitation, mais il s'effectue alors même que les gaz sont au repos, comme nous le verrons à propos de la diffusion.

L'expérience montre que : *La force élastique totale d'un mélange de deux ou plusieurs gaz est égale à la somme des forces élastiques que posséderaient ces gaz si chacun occupait seul tout le volume du mélange.* (Loi de Dalton.)

Soient donc  $v, v', v''...$  les volumes occupés par les gaz avant le mélange,  $h, h', h''...$  les pressions correspondantes et  $V$  le volume que le mélange doit occuper. Si chaque gaz remplissait seul ce volume, sa force élastique serait, d'après la loi de Mariotte :

$$\frac{vh}{V} \text{ pour le premier,}$$

$$\frac{v'h'}{V} \text{ pour le second,}$$

$$\frac{v''h''}{V} \text{ pour le troisième, etc.}$$



La force élastique du mélange sera donc, d'après la loi que nous venons d'énoncer :

$$H = \frac{vh}{V} + \frac{v'h'}{V} + \frac{v''h''}{V} \dots,$$

d'où : 
$$HV = vh + v'h' + v''h'' \dots,$$

ou encore : 
$$V = \frac{vh}{H} + \frac{v'h'}{H} + \frac{v''h''}{H} \dots$$

De là cet autre énoncé de la loi de Dalton : *le volume V d'un mélange de plusieurs gaz est égal à la somme des volumes  $\frac{vh}{H}$ ,  $\frac{v'h'}{H}$ ,  $\frac{v''h''}{H}$  qu'occuperaient chacun de ces gaz sous une pression égale à celle du mélange.*

Comme la loi de Mariotte, la loi de Dalton n'est qu'approchée ; mais on peut la considérer comme suffisamment exacte tant que les gaz mélangés ne sont pas soumis à de trop fortes pressions.

On a souvent l'occasion, en Physiologie, de faire usage de la loi du mélange des gaz.

**202. Absorption des gaz par les liquides. Dissolution.**— Lorsqu'un gaz et un liquide sont en contact, une portion du liquide passe à l'état gazeux (c'est là un phénomène que nous étudierons plus tard sous le nom de vaporisation), tandis qu'une partie du gaz disparaît en général dans le liquide au sein duquel les molécules gazeuses se dispersent uniformément. De même que pour les solides, on désigne cette pénétration du gaz dans le liquide sous le nom de *dissolution*, lorsque le gaz et le liquide en présence n'exercent aucune action chimique l'un sur l'autre.

La dissolution des gaz offre un grand intérêt au point de vue physiologique, par suite de la présence dans le sang de gaz dissous et de l'importance de ces phénomènes de dissolution gazeuse.

a. — Toutes choses égales d'ailleurs, la dissolution dépend de la nature du gaz et du liquide mis en présence. Le volume de la solution est toujours plus grand que le volume du solvant, mais le poids spécifique de la solution est tantôt supérieur, tantôt inférieur à celui du solvant.

b. — A une même température et sous une même pression, la dissolution d'une même quantité d'un même gaz, dans une même quantité d'un même liquide, se fait d'autant plus rapidement que les surfaces de contact sont plus grandes et que le liquide ren-



ferme déjà une moindre quantité du gaz dissous. On conçoit d'après cela que la dissolution d'un gaz sera activée si l'on augmente la surface du liquide qui dissout, si l'on agite ce liquide de façon à renouveler la surface en contact avec le gaz et si l'on fait passer le gaz bulle à bulle à travers le liquide, le tube adducteur s'arrêtant d'ailleurs près de la surface ou pénétrant jusqu'au fond du liquide, suivant que la solution est plus dense ou moins dense que le solvant.

c. — Le poids d'un gaz qui peut se dissoudre, à une température et à une pression déterminées, dans un volume donné de liquide, ne peut dépasser une certaine valeur. Lorsque ce poids maximum est dissous dans le liquide, on dit que celui-ci est saturé. Le poids de gaz nécessaire pour saturer un liquide dépend de la température et de la pression.

L'expérience montre que : *Lorsqu'un liquide est saturé de gaz, le volume du gaz qui existe en dissolution dans l'unité de volume du liquide est constant, pour une même température, quelle que soit la pression que le gaz non dissous exerce sur le liquide, pourvu que le volume gazeux dissous soit mesuré à la pression H que le gaz exerce sur le liquide à la fin de l'expérience.* (Loi de Henry.) On désigne sous le nom de *coefficient de solubilité* du gaz dans le liquide le nombre constant, par une même température, qui exprime le volume du gaz dissous dans l'unité de volume du liquide. Ce coefficient change de valeur suivant la nature du liquide et du gaz mis en présence, et constitue donc une constante physique spécifique.

Le poids d'un même volume d'un même gaz étant proportionnel à sa pression, la loi de Henry peut encore s'énoncer ainsi : *A une même température, le poids d'un gaz dissous par un volume donné de liquide est proportionnel à la pression que le gaz exerce sur le liquide à la fin de l'expérience.*

La loi de solubilité des gaz n'est exacte qu'entre des limites peu étendues; elle n'est guère applicable que si les gaz sur lesquels on opère sont peu solubles et si les pressions sont peu élevées.

d. — Lorsqu'un mélange de plusieurs gaz est en contact avec un seul et même liquide, chacun des gaz se dissout comme s'il était seul et comme s'il possédait la force élastique qu'il aurait s'il occupait seul le volume du mélange gazeux.

Soit, par exemple, la masse indéfinie de l'atmosphère, qui est formée d'azote pour les  $\frac{4}{5}$  de son volume et d'oxygène pour  $\frac{1}{5}$ ,



lorsque ces volumes d'azote et d'oxygène sont mesurés sous la pression atmosphérique  $H$ . Le coefficient de solubilité de l'oxygène est 0.032 à  $10^\circ$ , et celui de l'azote 0.016 à la même température. Un litre d'eau à  $10^\circ$  dissoudra donc un volume d'oxygène égal à 0.032 et un volume d'azote égal à 0.016, ces volumes étant mesurés sous les pressions respectives  $\frac{4}{5}H$ ,  $\frac{1}{5}H$  qu'auraient l'oxygène

et l'azote si chacun existait seul dans l'air. Les volumes dissous  $V$  et  $V'$ , ramenés à la pression atmosphérique  $H$ , seront donc, par application de la loi de Mariotte, donnés par les relations :

$$VH = 0.032 \times \frac{1}{5}H, \text{ pour l'oxygène,}$$

$$V'H = 0.016 \times \frac{4}{5}H, \text{ pour l'azote.}$$

Le rapport de ces volumes :  $\frac{V}{V'} = \frac{0.032}{0.016} \times \frac{1}{4} = \frac{1}{2}$ , a donc une va-

leur différente de la valeur  $\frac{1}{4}$  qu'il présente dans l'atmosphère; l'air dissous dans l'eau est plus riche en oxygène que l'air atmosphérique.

C'est là un fait intéressant au point de vue de la respiration des poissons, et dont on a tenté de tirer parti pour l'extraction industrielle de l'oxygène de l'air.

e. — De la loi de solubilité d'un mélange gazeux et de la constance du coefficient de solubilité d'un gaz pour un même liquide à la même température, Bunsen a déduit un procédé d'analyse qualitative et quantitative d'un mélange de gaz, procédé que Berthelot a utilisé dans des circonstances où les méthodes eudiométriques ordinaires n'étaient pas applicables.

f. — A l'inverse de ce qui a lieu pour les solides, le coefficient de solubilité des gaz diminue en général à mesure que la température s'élève. Certains gaz présentent pourtant un maximum de solubilité; tel est le cas du chlore et de l'eau par exemple, mais l'existence de ce maximum peut s'expliquer par la formation d'une combinaison entre le gaz et le solvant, combinaison qui vient compliquer les lois de la dissolution.

g. — La dissolution d'un gaz dans un liquide s'accompagne de dégagement de chaleur. En admettant, comme on le fait aujourd'hui, que le gaz dissous soit à l'état liquide, la chaleur



dégagée par la dissolution devrait être moindre que celle qui correspond à la liquéfaction du gaz, puisque les molécules du gaz liquéfié par la dissolution doivent absorber de la chaleur pour se disséminer dans toute la masse liquide. Or, en général, la chaleur dégagée par la dissolution d'un gaz est supérieure à la chaleur de liquéfaction ; il est à croire, par suite, que la dissolution se complique de phénomènes chimiques qui ajoutent leurs effets à ceux que nous venons d'indiquer.

203. **Extraction des gaz dissous.** — Pour extraire d'un liquide le gaz qu'il tient en dissolution, on utilise l'influence que diverses circonstances (température, pression, etc.) exercent sur la quantité de gaz dissous.

Le coefficient de solubilité des gaz diminuant à mesure que la température s'élève, il suffit d'élever la température d'un liquide pour faire dégager peu à peu les gaz qu'il renferme. Ces gaz sont complètement chassés si l'on porte le liquide à l'ébullition pendant un temps convenable.

On peut également extraire les gaz dissous dans un liquide en diminuant la pression gazeuse au-dessus de ce liquide. On observe parfois alors un phénomène analogue à la sursaturation, le liquide maintenant en solution plus de gaz que la quantité maxima qu'il est normalement capable de dissoudre dans les conditions de pression de l'expérience. On peut faire cesser cet état d'équilibre instable en projetant, par exemple, dans le liquide quelques parcelles solides ; celles-ci entraînent avec elles un peu du gaz ambiant, ce qui sert à amorcer en quelque sorte le dégagement du gaz dissous.

Par suite d'une diminution de la pression extérieure, les gaz du sang peuvent, en se dégageant, former des embolies gazeuses dans les vaisseaux capillaires des scaphandriers soumis à une décompression brusque et amener des accidents mortels.

D'après ce que nous avons dit relativement à la solubilité des mélanges, on pourra encore, pour extraire un gaz dissous, au lieu de faire le vide au-dessus du solvant, mettre simplement le liquide en contact avec une atmosphère gazeuse qui ne renferme pas le gaz dissous. Il y aura d'ailleurs évidemment avantage à renouveler cette atmosphère et à augmenter, ainsi qu'à renouveler, les surfaces liquide et gazeuse en contact. Ce double résultat sera obtenu en faisant passer au sein du solvant un courant d'un gaz inerte et différent du gaz dissous.



On peut, dans certains cas, combiner la diminution de pression ou le passage d'un courant de gaz inerte avec l'élévation de température. Ajoutons encore que lorsqu'un liquide passe à l'état solide la majeure partie des gaz qu'il tient en solution est en général mise en liberté.

Quelques-uns des procédés que nous venons d'énumérer sont utilisés en Physiologie pour extraire les gaz du sang.

**204. Absorption des gaz par les solides. Occlusion.** — Lorsqu'un solide est plongé dans un gaz, on observe, dans certains cas, une absorption du gaz par le solide.

On ne sait pas encore sous quel état se trouvent les gaz ainsi absorbés; toutefois le gaz est alors, en général, réduit à un volume voisin de celui qui correspondrait à sa liquéfaction.

La quantité maxima de gaz que peut absorber un solide dépend, toutes choses égales d'ailleurs, de la nature du gaz, de celle du solide et de l'étendue des surfaces de contact; la condensation du gaz paraît se faire seulement à la surface du solide.

Le verre absorbe les gaz en quantité suffisante pour qu'il soit nécessaire de se préoccuper de cette absorption dans un certain nombre de recherches destinées à conduire à des résultats très précis.

Le charbon de bois présente, par suite de sa porosité, une grande surface d'absorption sous un petit volume; aussi absorbe-t-il, lorsqu'il a, par exemple, été éteint sous le mercure, des quantités notables de certains gaz. En général, cette absorption est d'autant plus marquée que le gaz est plus soluble dans l'eau ou plus facilement liquéfiable. Ainsi un volume de charbon de bois à 12° et à la pression de 760<sup>mm</sup> absorbe 90 volumes de AzH<sup>3</sup>, 35 volumes de CO<sup>2</sup> et seulement 1<sup>v</sup>.75 de H. Pour les gaz peu absorbables, l'absorption atteint très rapidement sa valeur maxima et est sensiblement proportionnelle à la pression (Joulin).

Divers métaux, surtout lorsqu'ils sont sous un état particulier (mousse) qui leur donne une porosité très grande, condensent à froid des quantités considérables de certains gaz. Chauffés dans une atmosphère gazeuse, ces métaux peuvent aussi absorber des proportions variables de cette atmosphère et, dans certains cas, le vide est impuissant pour faire dégager le gaz absorbé. Graham a donné à ce phénomène le nom d'*occlusion*.

L'oxyde de carbone est occlus par le fer, l'hydrogène par le platine, mais c'est surtout le palladium qui jouit de la propriété



d'occlure ce dernier gaz ; un volume de palladium peut, dans des conditions spéciales, fixer jusqu'à 982 volumes d'hydrogène. Toutefois, d'après Troost et Hautefeuille, il ne s'agirait pas dans ce cas, de même d'ailleurs que dans quelques autres analogues, d'une simple condensation ; la majeure partie, 600 volumes, de l'hydrogène que peut fixer le palladium formerait avec ce métal une combinaison définie, un hydrure  $\text{Pd}^2\text{H}$  ou  $\text{Pd}^4\text{H}^2$ , et le reste de l'hydrogène absorbé serait condensé par cet hydrure.

La quantité maxima de gaz que peut absorber un solide diminue en général à mesure que la température s'élève. Le charbon abandonne au rouge le gaz qu'il a condensé dans ses pores.

La condensation d'un gaz par un solide est accompagnée d'un dégagement de chaleur qui est souvent suffisant pour porter ou pour maintenir le solide à l'incandescence ; c'est ce qui a lieu par exemple dans le briquet à hydrogène.

Les gaz absorbés ou occlus par un solide ont, en général, leurs propriétés singulièrement exaltées par le seul fait de cette fixation. C'est ainsi que, grâce au pouvoir oxydant de l'oxygène absorbé par l'éponge de fer, on peut détruire par la seule immersion de ce corps dans l'eau les 0.9 des matières organiques contenues dans ce liquide ; le charbon doit également ses qualités désinfectantes à sa propriété d'absorber les gaz et aux oxydations qui sont la conséquence de la condensation des gaz absorbés.

Le dégagement de chaleur qui accompagne l'absorption des gaz par les solides, et l'exaltation des propriétés des gaz condensés sont sans doute la cause de la combustion spontanée de certains parquets en bois sec et poreux. Les mêmes considérations permettent de concevoir comment des poussières très ténues (lycopode, farine, charbon) en suspension dans l'atmosphère peuvent constituer avec l'air des mélanges explosifs et parfois même spontanément inflammables.

203. **Diffusion des gaz.** — On appelle ainsi, comme pour les liquides, la pénétration réciproque de deux gaz. Il y a d'ailleurs lieu de considérer, comme pour les liquides, la diffusion simple et la diffusion à travers un septum.

*Diffusion simple.* — Deux ballons en verre, munis d'armatures à robinet pouvant se visser l'une sur l'autre, sont remplis à la même pression de gaz différents A et B sans action chimique l'un sur l'autre. Le remplissage effectué, on visse les armatures, on place les ballons dans une enceinte dont la température soit bien



constante et l'on ouvre les robinets. Si l'on analyse, après un certain temps, la masse gazeuse contenue dans chaque ballon, on trouve que chacun d'eux contient des volumes égaux des deux gaz A et B. Il en est ainsi alors même que les gaz présentent des densités très différentes, comme l'hydrogène et l'acide carbonique, et que le ballon contenant le gaz le moins dense a été placé au-dessus de celui qui renferme le gaz le plus dense. Cette expérience, due à Berthollet, montre que les gaz diffusent les uns dans les autres en vertu de leur expansibilité, de façon à constituer finalement un mélange homogène identique à celui que l'on obtient rapidement par agitation; la pression du mélange est d'ailleurs donnée par la loi de Dalton.

Comme dans le cas des liquides, on peut appeler *coefficient de diffusibilité*, la quantité de l'un des gaz en présence qui traverse l'unité de surface de l'autre dans des conditions bien déterminées.

La valeur de ce coefficient de diffusibilité dépend de la nature des gaz en présence; Loschmidt a trouvé qu'elle varie en raison inverse des racines carrées des produits des poids spécifiques des deux gaz qui diffusent.

**206. Passage des gaz à travers un septum. Osmose.** — Les gaz sont capables de traverser un septum qui présente des pores très fins, ou même un septum qui n'a pas de pores visibles. On donne à ce phénomène le nom d'*osmose*, par analogie avec le phénomène du même nom que nous avons étudié à propos des liquides. Ici encore les lois de l'osmose paraissent être différentes, suivant que le septum présente ou ne présente pas des pores visibles.

*Cas d'un septum poreux.* — Le passage du gaz à travers les pores du septum se fait en quelque sorte molécule à molécule; c'est une véritable diffusion. Les pores sont en effet trop étroits pour qu'il y ait transport en masse, comme dans la transpiration qui se produit à travers des tubes capillaires; aussi le passage d'un gaz par osmose est-il toujours beaucoup plus lent que par transpiration. En outre, ce passage n'est pas commandé par la différence des pressions qui existent des deux côtés de la cloison poreuse, et c'est là un caractère qui le différencie de l'écoulement des gaz étudié déjà (§§ 171 et 174) sous les noms d'effusion et de transpiration, écoulement qui ne peut se produire que sous l'influence d'une différence de pression et dans le sens de cette différence. Certains corps poreux présenteraient toutefois des pores assez larges



pour que les phénomènes de transpiration se superposent à l'osmose et la compliquent.

On peut étudier commodément les phénomènes de diffusion par osmose avec le *diffusionmètre de Bunsen* (fig. 138). Un tube vertical *t*, fixé contre une planchette mobile *P* que l'on peut

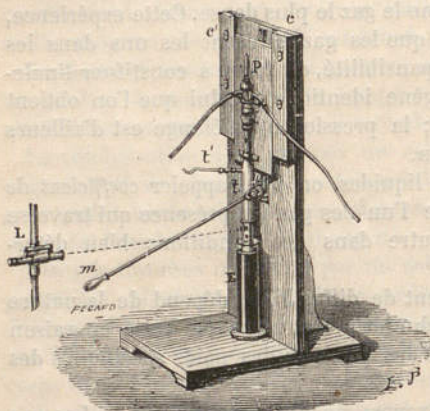


Fig. 138. — Diffusionmètre de Bunsen.

élever ou abaisser au moyen de la tige *m* et d'un système d'engrenages, porte dans une partie rétrécie, entre *t* et *P*, un tampon poreux en plâtre; ce tube plonge, en outre, dans un vase *E* contenant du mercure. Entre le tampon et le mercure se trouve le gaz dont on veut étudier la diffusion à travers le plâtre; un tube latéral *t'* permet de faire l'analyse de ce gaz à un moment quelconque de l'expérience. Au moyen de

deux autres tubes latéraux situés au-dessus de la cloison poreuse, on peut faire passer au-dessus de cette cloison un gaz identique ou non à celui qui se trouve au-dessous. Enfin une tige *P*, terminée par une soupape conique, permet d'arrêter la diffusion au gré de l'opérateur, qui vise au moyen d'une lunette *L* les divisions dont le tube *t* est muni.

Si l'on fait arriver de part et d'autre de la cloison poreuse le même gaz et que, en soulevant le tube *t*, on ait réalisé à l'intérieur de celui-ci une diminution de pression, on voit bientôt le niveau du mercure baisser dans ce tube. En manœuvrant *m*, on maintient constante la différence de pression et l'on note le temps nécessaire pour que le volume gazeux en *t* ait augmenté d'une certaine quantité.

C'est à l'aide d'un appareil un peu différent que Graham avait étudié déjà la diffusion de divers gaz à travers le graphite dans le vide et avait annoncé que *les vitesses de diffusion étaient en raison inverse des racines carrées des densités de ces gaz*. Toutefois, comme



on peut s'en assurer avec le diffusionmètre de Bunsen, cette loi ne se vérifie pas avec bon nombre de corps poreux, tels que le plâtre par exemple. Il est probable que, dans ce dernier cas, il y a transpiration en même temps que diffusion par osmose.

Lorsqu'une cloison poreuse sépare deux gaz différents, chaque gaz diffuse à travers cette cloison avec la vitesse de diffusion qui lui est propre dans les conditions de l'expérience; c'est ce que l'on peut observer avec le diffusionmètre de Bunsen en faisant arriver de chaque côté de la cloison des gaz différents. De la valeur respective des vitesses de diffusion dépend le sens du courant prédominant. Ce courant peut, par suite, être dirigé du côté de la cloison où la pression est plus faible vers celui où elle est plus forte; il peut résulter de là des différences très notables dans les pressions finales.

On met ce dernier fait en évidence par l'expérience suivante. Un vase poreux, plein d'air à la pression atmosphérique, est fermé par un bouchon que traverse un tube en U deux fois recourbé dans sa partie extérieure et contenant du mercure dans la partie en forme d'U; il suffit de placer ce vase dans une cloche remplie d'hydrogène pour observer une ascension du mercure qui indique une augmentation de pression à l'intérieur du vase poreux. Cette augmentation de pression est due à ce que l'hydrogène, moins dense que l'air, entre plus vite dans le vase, en passant à travers les pores, que l'air n'en sort par la même voie.

On observe une ascension analogue, mais cependant moindre, en substituant à l'hydrogène un autre gaz, gaz d'éclairage, grisou, etc. On comprend d'ailleurs

que l'on puisse réaliser une disposition telle que le mercure, en se déplaçant, ferme le circuit d'une sonnerie électrique qui avertira ainsi de la présence de l'hydrogène, du gri-

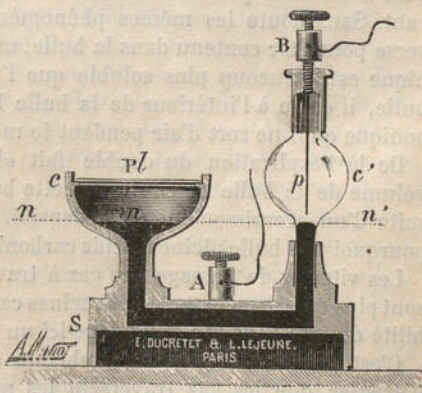


Fig. 139. — Avertisseur d'Ansell.



sou, etc., dans une enceinte. Tel est le principe de l'avertisseur d'Ansell (fig. 139) qui est muni en Pl d'une plaque poreuse et qui est destiné à prévenir de l'existence d'une fuite de gaz dans une pièce ou d'un dégagement de grisou dans une mine.

Des variations de température accompagnent l'osmose des gaz à travers un septum poreux. Quand le passage des gaz se produit dans un seul sens, il y a élévation de température du côté où le gaz pénètre dans le septum, abaissement du côté par où il en sort. Lorsque deux gaz traversent simultanément en sens inverse une même cloison, les variations de température sont réglées par le sens du courant du gaz qui possède la plus grande vitesse de passage.

*Cas d'un septum ne présentant pas de pores visibles.* — Les gaz peuvent encore passer à travers des corps qui ne présentent d'autre discontinuité que les espaces intermoléculaires. C'est ainsi qu'une bulle de savon, gonflée avec de l'air et placée dans un vase à moitié rempli d'acide carbonique, se maintient d'abord au niveau de la surface de séparation de l'acide carbonique et de l'air, puis augmente peu à peu de volume et descend bientôt au fond du vase. L'acide carbonique extérieur se dissout, en effet, dans la lamelle liquide qui constitue l'enveloppe de la bulle, y diffuse et arrive sur la face interne de la lamelle, où, se trouvant en présence d'un milieu très pauvre en acide carbonique, il abandonne le solvant. Sans doute les mêmes phénomènes se passent en sens inverse pour l'air contenu dans la bulle, mais comme l'acide carbonique est beaucoup plus soluble que l'air dans le liquide de la bulle, il entre à l'intérieur de la bulle beaucoup plus d'acide carbonique qu'il ne sort d'air pendant le même temps.

De là l'explication du double fait observé, augmentation de volume de la bulle et chute de cette bulle au fond du vase par suite d'un accroissement de sa densité. On expliquerait de même pourquoi une bulle pleine d'acide carbonique se dégonfle dans l'air.

Les vitesses de passage des gaz à travers une paroi liquide ne sont plus en raison inverse des racines carrées des densités; la solubilité du gaz dans le liquide joue ici un rôle important.

C'est par un mécanisme semblable à celui que nous venons d'exposer que les gaz traversent les membranes mouillées. Une vessie imbibée d'eau se gonfle dans l'acide carbonique si elle est pleine d'air, et se dégonfle dans l'air si elle est remplie d'acide carbonique. Le passage des gaz s'effectue à travers le liquide auquel la membrane sert de support. On conçoit cependant que la



membrane joue un rôle dans ce phénomène, soit par suite de la quantité de liquide qu'elle peut absorber, soit pour d'autres causes encore. L'expérience montre en effet que, si l'on fait usage de membranes organisées dont les deux faces ne sont pas identiques, les effets diffèrent suivant la face de la membrane qui est en contact avec l'un des gaz.

Certains corps solides qui ne présentent pas de pores visibles, le caoutchouc par exemple, se laissent également traverser par les gaz (Mitchell), et il en est de même des métaux chauffés au rouge; ces phénomènes sont désignés parfois sous le nom de *pénétration*. Wroblewski a montré que le caoutchouc était susceptible d'absorber les gaz à la façon d'un liquide, ce qui expliquerait le passage des gaz à travers ce corps.

D'autre part, nous savons que les métaux peuvent absorber les gaz par occlusion; or, que les gaz ainsi absorbés soient à l'état de condensation ou de combinaison instable, leur passage à travers le métal n'en est pas moins facile à concevoir, le composé, s'il existe, se dissociant lorsqu'il arrive au contact d'une atmosphère où la tension de l'un de ses éléments est nulle ou tout au moins très faible.

H. Sainte-Claire Deville et Troost ont mis en évidence le passage de l'hydrogène à travers le platine et le fer chauffés au rouge. L'oxyde de carbone peut de même passer à travers la fonte portée à une température suffisante; de là le danger que présentent les poêles en fonte et la cause des accidents que l'on a quelquefois constatés dans les maisons où ce mode de chauffage est employé. La combustion du charbon, en effet, lorsqu'elle est incomplète, et il en est souvent ainsi dans les poêles en fonte, donne naissance à de l'oxyde de carbone; par suite, lors même que le tirage est bon et qu'il n'y a, à aucun moment, refoulement des produits de la combustion dans la pièce chauffée, une certaine quantité d'oxyde de carbone peut passer par pénétration à travers les parois chaudes du poêle, surtout si celles-ci sont portées au rouge.

207. *Atmolyse*. — Lorsqu'un mélange gazeux est séparé d'un espace vide, ou d'un espace contenant déjà un autre gaz, par un septum poreux ou non, chaque gaz du mélange paraît traverser le septum comme s'il existait seul dans ce mélange. Si les vitesses de passage des divers gaz mélangés sont très différentes, on conçoit que l'on puisse ainsi séparer au moins partiellement ces gaz. On a donné à ce phénomène, qui est l'analogie de la dialyse des liquides, le nom d'*atmolyse*.



Comme exemple d'atmolyse on peut citer les expériences suivantes.

Si l'on fait passer un mélange, à parties égales, d'azote et d'hydrogène dans un tube poreux AA' (fig. 140) disposé de manière à pouvoir recueillir en *b* les gaz qui ont traversé ses parois, on verra que ces gaz sont surtout constitués par de l'hydrogène dont la vitesse de diffusion est beaucoup plus

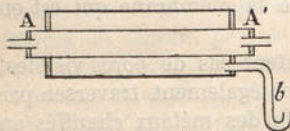


Fig. 140. — Atmolyse.

grande que celle de l'azote. Si l'on répète la même expérience avec un tube de platine porté au rouge, l'hydrogène traverse seul le tube, qui se montre donc imperméable à l'azote.

Les proportions, en volume, d'oxygène et d'azote, 21 p. 100 et 79 p. 100, que contient l'air atmosphérique sont modifiées par le passage de cet air à travers une lame de caoutchouc. Le mélange qui a traversé une telle lame contient, en effet, 40 p. 100 d'oxygène et 60 p. 100 d'azote. De là un procédé qui permet d'obtenir facilement de l'air suroxygéné. Il suffit d'ailleurs de faire traverser une nouvelle lame de caoutchouc à ce mélange, qui rallume déjà une allumette présentant quelques points en ignition, pour augmenter encore la proportion d'oxygène.

208. **Osmose entre gaz et liquide à travers un septum.** — Les phénomènes d'osmose les plus intéressants pour le médecin, à cause de leur analogie avec les échanges gazeux qui se produisent dans la respiration, sont ceux qui prennent naissance à travers un septum entre un liquide et un gaz. Ces phénomènes sont malheureusement ceux qui ont été jusqu'ici le moins étudiés.

D'après Joulin, la dissolution d'un gaz dans un liquide dont il est séparé par un septum est moins rapide que lorsque les deux corps sont directement en contact, mais les lois du phénomène paraissent être les mêmes dans les deux cas. Si un mélange de gaz existe d'un côté de la cloison, chacun d'eux paraît de même se comporter comme s'il était seul. Enfin, si le liquide situé d'un côté de la cloison contient un gaz en dissolution, tandis que le gaz existant de l'autre côté est identique ou non au gaz dissous, les échanges qui s'opèrent à travers le septum sont aussi, à la rapidité près, de même nature que ceux que l'on observerait si la cloison poreuse n'existait pas; mais on ne connaît pas encore les lois exactes par lesquelles ces phénomènes sont régis.



## LIVRE II

### CHALEUR

209. **Objet du livre.** — Le contact de notre corps avec les corps extérieurs donne lieu, en outre des sensations de dureté, de poli, etc., à des sensations spéciales dites de *chaleur* ou de *froid*, soit que nous établissions une comparaison entre les corps extérieurs et notre propre corps, soit que nous comparions les corps extérieurs entre eux. Ces deux sensations de chaleur et de froid ne sont d'ailleurs ni absolues, ni différentes dans leur nature, mais essentiellement relatives. Aussi doit-on les rapporter à un agent ou à une cause unique que l'on désigne sous le nom de *calorique* ou de *chaleur*. Ce livre est consacré à l'étude des principaux phénomènes que cet agent détermine dans les corps.

La chaleur, comme tous les autres agents physiques, est un mouvement. La nature de ce mouvement est loin, il est vrai, d'être aussi bien connue que celle des mouvements sonores et lumineux; toutefois, grâce aux relations d'équivalence que l'on a pu établir entre la chaleur et le travail mécanique, on est parvenu à pénétrer assez avant dans l'intimité des phénomènes calorifiques pour que l'on puisse entrevoir le moment où il sera possible de commencer l'étude de la chaleur en énonçant les principes généraux d'où seront déduits les divers phénomènes calorifiques, ainsi que nous pourrons le faire pour les phénomènes dont l'ensemble constitue l'Optique physique.

Faute de pouvoir adopter cette méthode analytique, nous considérerons d'abord les diverses catégories de phénomènes calorifiques dont l'étude peut être faite indépendamment de toute hypothèse sur la nature de la chaleur; c'est seulement après l'exposé de ces phénomènes que nous pourrons donner des notions sur l'équivalence du travail mécanique et de la chaleur et sur la nature du mouvement calorifique. Nous renverrons, d'ailleurs,



au livre consacré à l'Optique tout ce qui concerne les phénomènes dits de chaleur rayonnante dont l'étude particulière ne pourrait, sans inconvénients, être détachée de l'étude générale des radiations.

## CHAPITRE PREMIER

### NOTIONS PRÉLIMINAIRES

**210. Phénomènes généraux produits par la chaleur.** — La chaleur ne se manifeste pas seulement par les impressions qu'elle est capable de faire naître en nous, impressions qui ne peuvent d'ailleurs nous fournir aucune indication précise, ni sur la nature de la cause qui les produit ni sur l'intensité de cette cause ; l'agent calorifique se manifeste encore par les modifications qu'il apporte dans les distances respectives des molécules de tous les corps. C'est par suite de ces modifications que la chaleur détermine des changements dans le volume des corps, qu'elle fait varier la force élastique des gaz et des vapeurs, et qu'elle provoque le passage des corps par les différents états solide, liquide et gazeux.

L'étude ultérieure de ces divers phénomènes exige que nous donnions d'abord des indications générales sur les modifications de volume et de force élastique qui sont la conséquence de l'action de la chaleur sur les corps matériels.

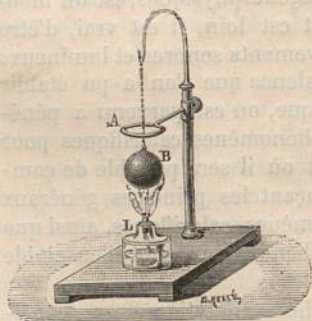


Fig. 141. — Anneau de S'Gravesand.

**211. Dilatation des corps par la chaleur.** — En général, un corps augmente de volume lorsqu'il s'échauffe et diminue de volume lorsqu'il se refroidit. Les expériences suivantes permettent de mettre ces faits en évidence pour les solides, les liquides et les gaz.

Pour constater directement les changements de volume d'un solide, on s'assure qu'une sphère de cuivre (fig. 141) qui passe exactement, à la température ordinaire, à travers un anneau de même substance, ne peut plus passer lorsqu'on l'a chauffée dans la flamme d'une lampe à alcool, par exemple, et passe de nouveau lorsqu'elle s'est refroidie.



L'expérience montre, en outre, que le passage de la sphère à travers l'anneau reste possible lorsque l'anneau et la sphère sont portés à la même température. Il y a lieu de conclure de là que : un espace vide (intérieur de l'anneau), se dilate comme un espace identique plein de la matière qui limite l'espace vide. (Expérience de S' Gravesand.)

Les variations des diverses dimensions linéaires d'une tige de laiton, et par suite de son volume, sous l'action de la chaleur, sont démontrées par le pyromètre à levier (fig. 142). L'une des extré-

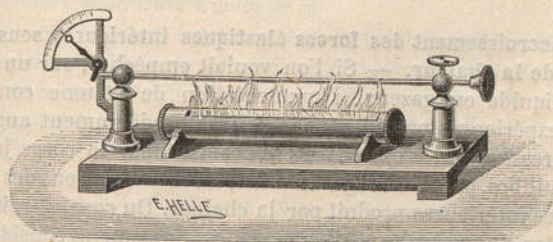


Fig. 142. — Pyromètre à levier.

mités de la tige est fixée par une vis de pression, tandis que l'autre extrémité, libre, est en contact avec le petit bras d'un levier qui amplifie ses déplacements. Or on observe que ce levier se déplace lorsqu'on chauffe la tige et qu'il peut être ramené à sa position primitive lorsque la tige s'est refroidie.

On montre la dilatation des liquides en remplissant d'un liquide coloré un ballon dont le goulot est constitué par un long tube capillaire. Si l'on marque avec un index le niveau primitif du liquide dans ce tube et qu'on porte le ballon dans l'eau chaude, on voit le niveau du liquide baisser d'abord, puis remonter et dépasser bientôt l'index. Ces faits résultent de ce que le ballon, qui a senti le premier les effets de la chaleur, s'est dilaté d'abord et cette dilatation a eu pour conséquence l'abaissement du niveau du liquide ; mais la chaleur s'est bientôt communiquée au liquide lui-même qui s'est dilaté à son tour et dont le niveau s'est alors élevé ; puisque d'ailleurs le niveau du liquide a dépassé l'index, on doit conclure que la dilatation du liquide est supérieure à celle de l'enveloppe. D'une façon générale, en effet, les liquides sont plus dilatables que les solides. Lorsqu'on retire le ballon de



l'eau chaude, on observe des phénomènes inverses des précédents ; le liquide s'élève d'abord, par suite de la contraction de l'enveloppe qui se refroidit la première, et s'abaisse ensuite lorsqu'il se contracte à son tour par refroidissement.

Un ballon analogue à celui de l'expérience précédente permet de constater de même les variations de volume que la chaleur détermine dans les gaz. A cet effet, on remplit ce ballon de gaz et l'on introduit dans le tube un index liquide. Le moindre échauffement du ballon détermine, pour l'index, un déplacement très notable qui montre que les gaz sont encore plus dilatables que les liquides.

**212. Accroissement des forces élastiques intérieures sous l'influence de la chaleur.** — Si l'on voulait empêcher, sur un corps solide, liquide ou gazeux, l'augmentation de volume constatée par les expériences précédentes, il faudrait évidemment augmenter la pression qui s'exerce extérieurement sur le corps jusqu'à faire équilibre, par cette augmentation, à l'accroissement des forces élastiques intérieures produit par la chaleur. On constaterait ainsi que, toutes choses égales d'ailleurs, cet accroissement, considérable pour les solides et les liquides, corps peu compressibles, est beaucoup moindre pour les gaz dont la compressibilité est plus grande.

Ces variations des forces élastiques intérieures sont l'objet d'applications pratiques en ce qui concerne les solides (redressement des murs, cerclage des roues de voiture, etc.) ; on fait, d'autre part, fréquemment usage en Physique, en particulier pour la mesure des températures, des variations de la force élastique des gaz sous l'influence de la chaleur, variations que l'on peut constater avec la disposition suivante.

Un ballon, plein de gaz et fermé, est réuni à un petit manomètre à air libre, en forme d'U, dans la grande branche duquel on ajoute du mercure de façon à maintenir constant le niveau de ce liquide dans la petite branche lorsqu'on chauffe le ballon. On observe, dans ces conditions, que la hauteur de la colonne mercurielle nécessaire pour faire équilibre à la force élastique du gaz, est d'autant plus grande que le gaz a été chauffé davantage. Il est évident d'ailleurs que, inversement, lorsqu'un gaz se refroidit, sa force élastique diminue, si l'on maintient son volume constant.

**213. De la température.** — Soient deux corps matériels A et B ; imaginons que nous mettions successivement en contact, avec



chacun de ces corps, un troisième corps C sur lequel il soit facile de suivre l'un des effets généraux produits par la chaleur, la dilatation par exemple. L'expérience montre que, si les circonstances expérimentales restent invariables, le corps C acquiert, à chacun de ces contacts, des volumes  $v$  et  $v'$  qui restent invariables.

Suivant que les volumes  $v$  et  $v'$  sont *égaux* ou *inégaux*, on dit que les corps A et B ont des températures *égales* ou *inégaux*. Le corps A qui, par son contact, donne à C un volume supérieur au volume que C acquiert lors de son contact avec B, est dit à une *température supérieure* à celle de B.

Le corps C, dont les variations de volume permettent de comparer les températures des corps, est appelé *thermomètre*.

Nous avons admis d'ailleurs implicitement dans ce qui précède que la masse du thermomètre C était assez petite, par rapport à celle de A et de B, pour ne pas modifier sensiblement la température de ces corps lors de son contact avec eux.

Afin de pouvoir énoncer plus facilement les résultats de la comparaison des températures des corps au moyen des thermomètres, on est convenu de caractériser chaque température par un nombre.

Pour cela on a fait d'abord choix de deux températures qu'il soit possible de reproduire rigoureusement, celle de la glace fondante et celle de l'eau bouillant sous une pression extérieure de 760 millimètres; l'expérience montre, en effet, qu'un même corps thermométrique prend toujours les mêmes volumes, d'une part, dans la glace fondante, d'autre part, dans la vapeur d'eau bouillant sous une pression de 760 millimètres de mercure.

Dans l'échelle dite *centigrade* ces deux températures sont arbitrairement caractérisées par les nombres 0 pour la première, 100 pour la seconde, et l'on nomme *degré centigrade* la variation de température qui fait éprouver au volume du corps thermométrique une augmentation ou une diminution égale à la centième partie de l'accroissement total de volume qu'éprouve ce corps lorsqu'il passe de la température 0 à la température 100. Si donc  $V_0$  représente le volume du corps thermométrique à 0° et  $V_{100}$  son volume à 100°, la variation de volume correspondant à un degré sera :

$$a_1 = \frac{V_{100} - V_0}{100}$$



La température d'un corps A est alors caractérisée par le nombre  $t$  qui exprime, en prenant  $a_1$  pour unité, la différence entre le volume  $V_0$  du thermomètre à  $0^\circ$  et le volume  $V$  de ce même thermomètre lorsqu'il est en équilibre de température avec le corps A. Ce nombre est donné par l'expression :

$$t = \frac{V - V_0}{a_1} = 100 \frac{V - V_0}{V_{100} - V_0}.$$

Pour des raisons que nous exposerons plus loin, on a, dans les recherches scientifiques, adopté l'air comme corps thermométrique, et l'on a défini le *degré centigrade*, non plus par une variation de volume, mais par une variation de force élastique; le degré centigrade est alors, et c'est là sa véritable définition, la variation de température qui produit, sur une masse d'air dont le volume est maintenu constant, une variation de force élastique égale à la centième partie de la variation que la force élastique de cette même masse gazeuse éprouve, lorsqu'elle passe, en conservant toujours le même volume, de la température  $0$  à la température  $100$ . Si l'on désigne donc par  $P_0$  et  $P_{100}$  les forces élastiques d'une certaine masse d'air, sous volume constant, à  $0^\circ$  et à  $100^\circ$ , la variation de force élastique correspondant à un degré centigrade sera :

$$a_2 = \frac{P_{100} - P_0}{100}.$$

La température d'un corps A, sera par suite caractérisée par le nombre

$$t = \frac{P - P_0}{a_2} = 100 \frac{P - P_0}{P_{100} - P_0}$$

qui exprime, en prenant  $a_2$  pour unité, la différence de force élastique  $P - P_0$  que possède, sous le même volume, la même masse gazeuse lorsqu'elle passe de la température  $0$  à la température du corps A.

#### 214. Echelles thermométriques diverses (Réaumur, Fahrenheit).

— Il importe de bien remarquer que la méthode qui consiste à caractériser par un nombre l'état calorifique actuel, ou la température d'un corps, est tout à fait arbitraire et ne correspond à aucune idée théorique. On peut donc concevoir une infinité d'échelles thermométriques.



L'échelle centigrade (due à Celsius), que nous venons de définir, n'est d'ailleurs pas la seule dont il soit fait usage. Avant son emploi, on se servait, en France, d'une échelle due à un savant français, Réaumur. Cette échelle présentait les mêmes points fixes que l'échelle centigrade, mais la température de la vapeur d'eau bouillante était caractérisée par le nombre 80, le nombre 0 correspondant toujours à la température de la glace fondante. Réaumur divisait, par suite, en 80 degrés l'intervalle de température que Celsius partagea en 100 degrés. Chaque degré Réaumur vaut donc  $\frac{100}{80}$  ou  $\frac{5}{4}$  de degré C., et chaque degré C. vaut, réciproque-

ment,  $\frac{4}{5}$  de degré Réaumur. Donc, si une température est exprimée par un nombre  $n_r$  de degrés R., le nombre correspondant de degrés C. sera  $\frac{5}{4}n_r$ ; réciproquement, si  $n_c$  exprime une température en degrés C., cette même température, en degrés R., sera  $\frac{4}{5}n_c$ .

L'échelle Réaumur est aujourd'hui à peu près abandonnée. Dans certains pays, surtout en Angleterre, on se sert encore fréquemment de l'échelle Fahrenheit dont le point fixe inférieur, caractérisé par le nombre 0, ne correspond pas au 0 des échelles précédentes. La température de la glace fondante est marquée 32; le point fixe supérieur est toujours la température de la vapeur d'eau bouillant sous une pression de 760 millimètres, mais cette température est appelée 212. Les 100 degrés de l'échelle centigrade équivalent donc à  $212 - 32 = 180$  degrés de l'échelle Fahrenheit; chaque degré F. vaut par suite  $\frac{100}{180}$  ou  $\frac{5}{9}$  de degré C. et chaque degré C. vaut  $\frac{9}{5}$  de degré F. Si une température est exprimée par  $n_f$  en degrés F., elle sera exprimée par  $(n_f - 32) \frac{5}{9}$  en degrés C.; si  $n_c$  exprime une température en degrés C., cette même température, évaluée en degrés F., sera égale à  $\frac{9}{5}n_c + 32$ .



## CHAPITRE II

## GÉNÉRALITÉS SUR LES DILATATIONS

215. **Dilatation cubique.** — Soient  $V_0$  le volume d'un corps à  $0^\circ$  et  $\Delta_t$  l'augmentation que subit un volume de ce corps, égal à l'unité au moment où sa température est de  $0^\circ$ , lorsqu'on élève sa température de  $0^\circ$  à  $t^\circ$ . L'augmentation de volume étant évidemment proportionnelle au volume du corps à  $0^\circ$ , le volume  $V_t$  du corps à la température de  $t^\circ$  sera :

$$V_t = V_0 + V_0 \Delta_t = V_0(1 + \Delta_t). \quad (1)$$

On appelle *coefficient moyen de dilatation* d'un corps entre 0 et  $t^\circ$  le rapport  $\frac{\Delta_t}{t}$  de l'augmentation totale de volume  $\Delta_t$  à l'accroissement  $t$  de la température. Si l'on représente ce coefficient moyen par  $\delta$ , on a donc :

$$\delta = \frac{\Delta_t}{t}, \quad \text{d'où : } \Delta_t = \delta t,$$

et, en portant cette valeur dans la formule (1) :

$$V_t = V_0(1 + \delta t), \quad (2)$$

formule qui permet de calculer l'une des quantités  $V_t$ ,  $V_0$ ,  $\delta$  ou  $t$  lorsqu'on connaît toutes les autres.

L'expression  $1 + \delta t$  a reçu le nom de *binôme de dilatation*.

Les considérations précédentes sont évidemment générales; si donc l'on suppose que le corps considéré passe de  $0^\circ$  à  $t'^\circ$ , le volume  $V_{t'}$  à cette dernière température sera :

$$V_{t'} = V_0(1 + \Delta_{t'}) \quad (3)$$

$$\text{ou} \quad V_{t'} = V_0(1 + \delta' t'), \quad (4)$$

$\delta'$  étant le coefficient moyen de dilatation entre 0 et  $t'$ .

Les formules (2) et (4) permettent d'établir une relation entre les volumes  $V_t$  et  $V_{t'}$ ; on a, en effet, en divisant membre à membre :

$$\frac{V_{t'}}{V_t} = \frac{1 + \delta' t'}{1 + \delta t}. \quad (5)$$

L'expérience montre, d'ailleurs, que lorsque les températures  $t$  et  $t'$  ne sont pas très éloignées  $\delta'$  est sensiblement égal à  $\delta$ ; en admettant cette égalité et remarquant que  $\delta$  est généralement assez petit pour que l'on puisse négliger les termes qui renferment ce coefficient à une puissance supérieure à l'unité, on a, après avoir effectué la division dans le second membre de l'équation (5):

$$V_t = V_t [1 + \delta(t' - t)]. \quad (6)$$

216. **Influence de la température sur la densité d'un corps.** — La densité d'un corps est évidemment en raison inverse des volumes occupés par un même poids de ce corps, aux diverses températures. Si donc on désigne par  $D_0, D_t, D_{t'}$ , les densités du corps à  $0^\circ$ , à  $t$  et à  $t'$ , on aura :

$$\frac{D_t}{D_0} = \frac{V_0}{V_t}, \quad \text{ou} \quad D_t = \frac{D_0}{1 + \delta t}; \quad (7)$$

$$\frac{D_{t'}}{D_0} = \frac{V_0}{V_{t'}} \quad \text{ou} \quad D_{t'} = \frac{D_0}{1 + \delta t'}; \quad (8)$$

$$\frac{D_{t'}}{D_t} = \frac{V_t}{V_{t'}} \quad \text{ou} \quad D_{t'} = D_t \frac{1 + \delta t}{1 + \delta t'} = \frac{D_t}{1 + \delta(t' - t)}. \quad (9)$$

Ces variations de densité, jointes à la mobilité ou à l'indépendance des molécules, sont la cause de courants qui prennent naissance dans les masses liquides ou gazeuses, lorsque la température y est inégalement répartie. Nous nous bornons à signaler ici ce phénomène connu sous le nom de *convection* et sur lequel nous aurons à revenir.

217. **Dilatation superficielle et dilatation linéaire.** — Les considérations qui nous ont conduit aux formules (2), (4) et (6), sont évidemment applicables aux changements que la chaleur apporte dans les dimensions superficielles ou linéaires des corps solides. Si donc l'on désigne par  $S_0, S_t, S_{t'}$ , les surfaces d'un même corps à  $0^\circ, t^\circ, t'^\circ$ ; par  $L_0, L_t, L_{t'}$ , les longueurs d'une même arête rectiligne à ces mêmes températures; par  $\sigma$  et par  $\lambda$  les *coefficients moyens de dilatation superficielle* et *linéaire* que nous supposons être chacun constant entre les limites  $0, t$  et  $t'$ , on aura pour les dilata-

$$S_t = S_0(1 + \sigma t), \quad (10)$$

$$S_{t'} = S_0(1 + \sigma t'), \quad (11)$$

$$\frac{S_{t'}}{S_t} = \frac{1 + \sigma t'}{1 + \sigma t} = 1 + \sigma(t' - t), \quad (12)$$



et pour les dilatations linéaires :

$$L_t = L_0(1 + \lambda t), \quad (13)$$

$$L_{t'} = L_0(1 + \lambda t'), \quad (14)$$

$$\frac{L_{t'}}{L_t} = \frac{1 + \lambda t'}{1 + \lambda t} = 1 + \lambda(t' - t). \quad (15)$$

Des considérations géométriques très simples permettent d'ailleurs de démontrer que, pour les corps isotropes, on a sensiblement :

$$\sigma = 2\lambda \quad (16)$$

$$\delta = 3\lambda. \quad (17)$$

Si nous considérons, en effet, un cube d'arête  $L_0$  à 0, taillé dans le corps, son volume à 0 sera :

$$V_0 = L_0^3 \quad (18)$$

Si le corps est isotrope, il se dilatera également dans toutes les directions ; par suite, à la température  $t^0$ , les arêtes du cube considéré auront toutes même longueur  $L_t$  et le volume  $V_t$  du cube à cette température sera :

$$V_t = L_t^3,$$

ou, en remplaçant  $V_t$  et  $L_t$  par leurs valeurs en fonction de  $V_0$  et de  $L_0$  :

$$V_0(1 + \delta t) = L_0^3(1 + \lambda t)^3. \quad (19)$$

En divisant membre à membre les équations (18) et (19) il viendra :

$$1 + \delta t = (1 + \lambda t)^3,$$

ou sensiblement, en négligeant les termes en  $\lambda^2$ ,  $\lambda^3$ , qui sont très petits :

$$1 + \delta t = 1 + 3\lambda t;$$

d'où :

$$\delta = 3\lambda.$$

Un raisonnement analogue permettrait de démontrer que le coefficient de dilatation superficielle est sensiblement le double du coefficient de dilatation linéaire.

Il suffit donc de déterminer l'un des trois coefficients de dilatation linéaire, superficielle ou cubique pour pouvoir calculer les deux autres avec une approximation suffisante.

218. **Dilatation absolue et dilatation apparente.** — Les liquides et les gaz, qui n'ont pas de forme propre, doivent être enfermés

dans une enveloppe solide lorsqu'on veut étudier leur dilatation par la chaleur et cette enveloppe se dilate sous l'influence de l'élevation de température. On appelle, dès lors, *dilatation apparente* d'un liquide ou d'un gaz celle que l'on déduit des données d'une expérience en ne tenant pas compte de la dilatation de l'enveloppe et *dilatation absolue* la dilatation vraie du liquide ou du gaz. Il est d'ailleurs facile de démontrer que la dilatation absolue de l'unité de volume d'un corps solide ou gazeux est sensiblement égale à la somme de la dilatation apparente de cette unité de volume et de la dilatation de l'unité de volume de l'enveloppe.

Considérons pour cela un liquide contenu dans une enveloppe de verre graduée et jaugée à 0°, et dont chaque division fait, par suite, connaître la capacité de l'enveloppe à 0° qui correspond à cette division. Soient  $V_0$  le volume occupé par le liquide à 0° et  $V_t$  le volume qu'il occupe à  $t^\circ$ , volume déduit d'une simple lecture, et sans tenir compte de la dilatation subie par l'enveloppe. La *dilatation apparente*  $A_t$  de l'unité de volume du liquide est alors donnée par la formule :

$$A_t = \frac{V_t - V_0}{V_0}; \quad (20)$$

D'autre part, le volume  $V_0$  du liquide est, en réalité, devenu à  $t^\circ$  égal à  $V_0(1 + \Delta_t)$ , en désignant par  $\Delta_t$  la dilatation absolue entre 0 et  $t$  d'un volume de liquide égal à l'unité à 0. En outre, si l'on représente par  $K_t$  la dilatation de l'unité de volume de l'enveloppe entre 0° et  $t^\circ$ , le volume que nous avons appelé plus haut  $V_t$  est en réalité à  $t^\circ$  égal à  $V_t(1 + K_t)$ . Or ces deux expressions  $V_0(1 + \Delta_t)$  et  $V_t(1 + K_t)$  représentent l'une et l'autre le volume réel occupé par le liquide à  $t^\circ$ ; on a donc :

$$V_t(1 + K_t) = V_0(1 + \Delta_t),$$

d'où :

$$\frac{V_t}{V_0} = \frac{1 + \Delta_t}{1 + K_t},$$

et par suite :

$$\frac{V_t - V_0}{V_0} = \frac{\Delta_t - K_t}{1 + K_t};$$

en remplaçant  $\frac{V_t - V_0}{V_0}$  par sa valeur  $A_t$ , il vient :

$$A_t = \frac{\Delta_t - K_t}{1 + K_t};$$

d'où :

$$\Delta_t = A_t(1 + K_t) + K_t = A_t + K_t + A_t K_t.$$



Mais  $K_t$  étant toujours beaucoup plus petit que 1 pour les solides et  $A_t$  étant aussi très petit, on peut négliger le produit  $A_t K_t$  et écrire :

$$\Delta_t = A_t + K_t, \quad (21)$$

relation qu'il s'agissait d'établir.

Cette relation, démontrée pour les dilatations  $\Delta_t$ ,  $A_t$ ,  $K_t$  de l'unité de volume à 0°, subsiste évidemment pour les coefficients moyens de dilatation correspondants  $\delta$ ,  $a$ ,  $k$ ; il suffit, en effet, de diviser par  $t$  les deux membres de la formule (21) pour avoir :

$$\delta = a + k. \quad (22)$$

### CHAPITRE III

#### DÉTERMINATIONS EXPÉRIMENTALES DES COEFFICIENTS DE DILATATION

219. **Plan de ce chapitre.** — Les méthodes les meilleures pour la détermination des coefficients de dilatation ne peuvent être exposées dans un ordre basé sur la nature de l'état solide, liquide ou gazeux des corps auxquels elles s'appliquent. D'une part, en effet, le procédé le plus recommandable pour la détermination du coefficient de dilatation cubique d'un solide repose sur la détermination préalable du coefficient de dilatation absolue d'un liquide; d'autre part, la mesure du coefficient de dilatation absolue d'un liquide exige, si l'on ne veut pas recourir à une méthode longue et délicate, que l'on ait déterminé d'abord le coefficient de dilatation cubique du solide qui constitue l'enveloppe.

Aussi, dans l'exposé des procédés de détermination des coefficients de dilatation des corps solides, liquides et gazeux, indiquons-nous d'abord comment on peut, sans connaître le coefficient de dilatation cubique du vase qui le contient, déterminer le coefficient de dilatation absolue d'un liquide.

Nous ferons connaître ensuite les procédés relatifs à la mesure directe des coefficients de dilatation linéaire et cubique des corps solides, puis ceux qu'il y a lieu d'employer de préférence dans le cas des liquides, procédés qui reposent sur la détermination préalable du coefficient de dilatation cubique de l'enveloppe.

Nous décrirons enfin les procédés de mesure des coefficients de dilatation des gaz.

**1. — Mesure du coefficient de dilatation absolue du mercure.**

220. **Principe de la méthode.** — Cette méthode, due à Bayle, a été mise en pratique par Dulong et Petit, puis par Regnault qui l'a perfectionnée. Le principe en est le suivant.

Deux tubes de verre verticaux T et T' (fig. 143), assez larges pour qu'on puisse négliger les actions capillaires, sont reliés à leur partie inférieure par un tube horizontal très étroit. Les vases communicants ainsi constitués étant à peu près remplis de mercure, on maintient l'une des branches à 0°, tandis qu'on porte l'autre à une température t°. La densité D<sub>t</sub> du mercure à t° n'étant plus la même que celle D<sub>0</sub> de ce même liquide à 0°, il faudra, pour que le mercure soit en équilibre, que les distances verticales h et h' du plan horizontal AA', qui passe par l'axe

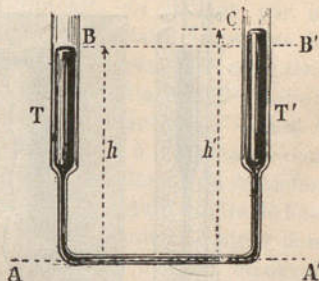


Fig. 143. — Mesure du coefficient de dilatation absolue du mercure (Principe de la méthode).

du tube de communication, aux surfaces libres B et C du mercure dans la branche à 0° et dans la branche à t° soient en raison inverse des densités D<sub>0</sub> et D<sub>t</sub> des liquides contenus dans ces branches (§ 111); on aura donc :

$$\frac{h'}{h} = \frac{D_0}{D_t}.$$

En désignant par δ le coefficient moyen de dilatation cubique du mercure entre 0 et t et tenant compte de la formule (7) de la page 299, il vient :

$$\frac{h'}{h} = 1 + \delta t,$$

d'où :

$$\delta = \frac{h' - h}{ht}.$$

Il suffira donc de mesurer h' - h, h et t lors de l'équilibre pour pouvoir calculer δ.



221. Appareil de Dulong et Petit. — La branche A (fig. 144) du vase qui contient le mercure était entourée d'un manchon plein de glace fondante et la branche B d'un autre manchon contenant de l'huile dont on élevait la température à l'aide d'un fourneau. Le tube de communication *ab*, de petit diamètre, était disposé horizontalement et l'on mesurait au cathétomètre les distances verticales qui entrent dans l'expression de  $\delta$  (§ 220).

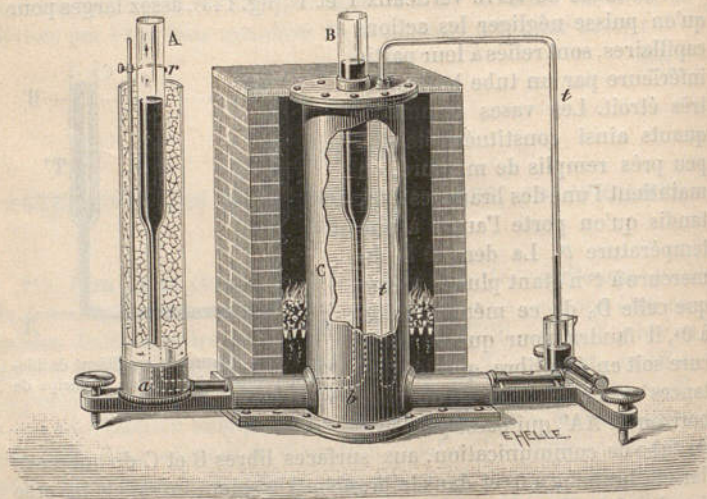


Fig. 144. — Appareil de Dulong et Petit.

Ces distances doivent d'ailleurs être comptées à partir de l'axe du tube horizontal de communication. En effet, il ne peut y avoir égalité de pression, de la part des deux masses de mercure, en tous les points d'une même section droite verticale de ce tube, car, si cette égalité existe en un point M de cette section, la pression due au mercure à 0° sera prépondérante au-dessous de ce point M, tandis que, au-dessus de ce même point, la pression la plus forte sera celle qu'exerce la masse de mercure chauffée. Il existe donc deux courants liquides de sens inverse au-dessus et au-dessous du point M. Or, l'expérience montre qu'à un certain moment les niveaux liquides en A et B restent invariables; il est par suite nécessaire que les deux courants liquides de sens inverses se compensent exactement.



Si donc le tube de communication est assez étroit, on ne commettra pas d'erreur sensible en admettant que le point M, où l'égalité de pression existe et qui doit être pris pour origine des distances verticales  $h$  et  $h'$ , est situé sur l'axe même du tube horizontal de communication.

Pour faire une détermination, on fermait les issues du fourneau lorsque le mercure de la branche B atteignait une température voisine de celle à laquelle on voulait effectuer des mesures. La température du mercure de cette branche ne s'élevait plus alors que d'une petite quantité, puis diminuait, en passant par un maximum, et n'éprouvait ainsi, pendant un certain temps, que des variations si faibles et si lentes qu'on pouvait regarder cette température comme stationnaire. C'est pendant cette période stationnaire que l'on mesurait au cathétomètre les hauteurs  $h' - h$  et  $h$ , après avoir versé en A une quantité de mercure à 0° suffisante pour que le liquide de l'autre branche affleurât au-dessus du manchon et pût ainsi être visé. Quant à la température stationnaire de l'expérience, elle était déterminée avec un thermomètre à air  $tt$  dont le réservoir avait même hauteur que le bain d'huile; on devait ainsi, d'après Dulong et Petit, obtenir exactement la température moyenne du bain et par suite celle du mercure.

Cette disposition de l'expérience présentait quelques causes d'erreur. D'une part, en effet, l'huile n'était pas agitée, la température du bain n'était donc pas uniforme et il y avait incertitude sur la température du mercure; d'autre part, les couches supérieures du mercure chauffé se refroidissaient lorsque, au moment des mesures, on faisait affleurer le liquide au-dessus du manchon. Enfin, à l'époque où Dulong et Petit firent leurs expériences, le coefficient de dilatation de l'air, qui intervenait dans l'évaluation des températures, n'était pas encore déterminé avec une approximation suffisante.

Regnault a repris ces déterminations en modifiant la disposition de l'expérience et après avoir mesuré, avec toute l'exactitude désirable, le coefficient de dilatation de l'air; les résultats obtenus ont montré que la dilatation  $\Delta_t$  du mercure n'est pas rigoureusement proportionnelle à la température et qu'elle est représentée par la formule :

$$\Delta_t = 0,0001790t + 0,00000025t^2.$$

Toutefois, tant que  $t$  n'est pas trop grand, on peut, par suite de



la faible valeur du terme en  $t^2$ , admettre la proportionnalité de la dilatation à la température, ce qui revient à dire que la loi de la dilatation du mercure est alors la même que celle qui régit l'augmentation de pression d'une masse d'air dont le volume est maintenu constant.

Les coefficients moyens de dilatation du mercure sont, d'après Regnault :

entre 0° et 50° .....	0,000 180 27
— 0° — 100° .....	0,000 181 53
— 0° — 200° .....	0,000 184 05
— 0° — 300° .....	0,000 186 58

Dulong et Petit avaient trouvé, pour les valeurs de ces mêmes coefficients, 0,000 180 2 entre 0° et 100°, et 0,000 188 7 entre 0° et 300°.

## II. — Dilatation des solides.

222. **Mesure du coefficient de dilatation linéaire.** — Une telle mesure peut être faite directement, indépendamment de toute détermination préalable. Lavoisier et Laplace employaient à cet effet une méthode dont le principe est celui du pyromètre à cadran

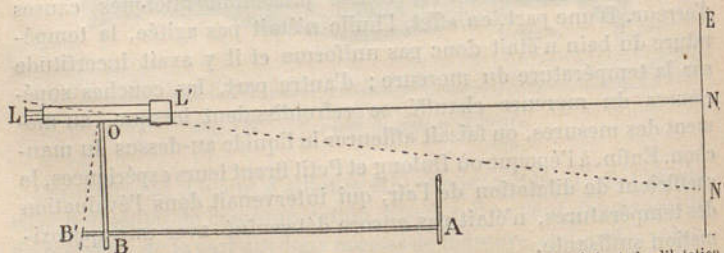


Fig. 145. — Méthode de Lavoisier et Laplace pour la mesure du coefficient de dilatation linéaire des solides.

(fig. 142). La barre AB (fig. 145) dont on voulait étudier la dilatation était placée dans une auge où l'on pouvait mettre à volonté, soit de la glace fondante, soit de l'huile chaude ; elle reposait sur des rouleaux en verre et s'appuyait, par l'une de ses extrémités A, contre une arête fixe, par l'autre extrémité B, contre une tige BO qui portait à sa partie supérieure une lunette LL' mobile autour d'un

axe horizontal O perpendiculaire à la direction de la barre et à l'axe optique de la lunette.

En visant, à travers la lunette, une échelle verticale éloignée E, on réalisait un levier coudé dont la grande branche était égale à la distance de la lunette à l'échelle, distance qui était de 200 mètres dans l'expérience de Lavoisier et Laplace.

La dilatation BB' de la barre entre 0 et t° pouvait alors être déduite de la considération des triangles semblables OBB' et ONN'. On a, en effet :

$$\frac{BB'}{NN'} = \frac{OB}{ON'} \quad \text{d'où :} \quad BB' = NN' \frac{OB}{ON'}$$

Il suffisait donc de mesurer NN', OB et ON pour pouvoir calculer BB'; en divisant la valeur ainsi trouvée par la température de l'expérience et par la longueur de la barre à 0°, on obtenait le coefficient moyen de dilatation linéaire de la barre entre 0 et t°.

Une légère erreur dans l'évaluation de NN' n'a pas d'influence sensible sur la valeur de BB', par suite de la faible valeur du rapport  $\frac{OB}{ON}$  qui, dans l'expérience de Lavoisier et Laplace,

était égal à  $\frac{1}{744}$ ; mais il n'en est pas de même d'une erreur commise dans la mesure de OB, qui n'est pas d'ailleurs accessible à une évaluation rigoureuse. C'est là une imperfection de la méthode que nous venons de décrire. Aussi l'étude de la dilatation linéaire des solides a-t-elle été reprise avec des méthodes susceptibles d'une plus grande précision.

On étudie aujourd'hui, au Bureau international des poids et mesures, les dilatations linéaires avec un instrument désigné sous le nom de *comparateur* et constitué essentiellement par deux microscopes verticaux, munis chacun d'un réticule mobile, et fixés, par l'intermédiaire d'un support en fer, dans de solides bâtis de maçonnerie. Une disposition spéciale permet d'amener successivement au-dessous de ces microscopes, soit une règle étalon placée horizontalement dans une auge, soit la règle à étudier placée de même dans une auge semblable.

Pour faire une détermination, on amène les deux règles à la température 0° au moyen de glace fondante et l'on vise d'abord avec les microscopes des traits de repère A et B tracés sur la règle étalon; on substitue ensuite à cette règle la règle à étudier et l'on



note de combien il faut déplacer les réticules pour y pointer des traits de repère A' et B', dont la distance est à peu près égale à celle des repères A et B.

Du déplacement des réticules on peut alors, grâce à une graduation préalable, déduire la différence de longueur  $l_0$  des deux règles à la température  $0^\circ$ , si l'on admet, ce qui est suffisamment exact, que la distance des microscopes n'a pas varié pendant la durée de l'expérience.

Ces premières déterminations effectuées, on laisse la règle étalon revenir à la température ambiante  $t$ , on porte l'autre règle à une température T et l'on détermine de même la différence  $l$  des longueurs des deux règles dans ces nouvelles conditions.

Si l'on désigne alors par  $L_0$  et  $L_t$  les distances à 0 et à  $t^\circ$  des traits de repère tracés sur l'étalon et par  $\lambda$  le coefficient de dilatation linéaire de cet étalon entre 0 et  $t$ , par  $L'_0$  et  $L'_T$  les distances à 0 et à T des traits de repère tracés sur la règle à étudier et par  $\lambda'$  le coefficient de dilatation cherché, on a :

$$\begin{aligned} L_t &= L_0(1 + \lambda t), \\ L'_T &= L'_0(1 + \lambda' T); \end{aligned}$$

retranchant la première équation de la seconde, il vient :

$$\begin{aligned} L'_T - L_t &= L'_0 - L_0 + L'_0 \lambda' T - L_0 \lambda t, \\ \text{ou} \quad l &= l_0 + L'_0 \lambda' T - L_0 \lambda t; \end{aligned}$$

d'où, en remarquant que  $L'_0 = L_0 + l_0$  :

$$\lambda' = \frac{l - l_0 + L_0 \lambda t}{(L_0 + l_0) T},$$

formule qui permet de déduire  $\lambda'$  des mesures de  $l$  et de  $l_0$  effectuées comme nous l'avons indiqué, pourvu que l'on ait déterminé  $t$  et T et que l'on connaisse la distance  $L_0$  des traits tracés sur la règle étalon, ainsi que la loi de dilatation du métal de cette règle. Cette dilatation peut d'ailleurs être étudiée par la méthode que nous venons d'exposer, en portant successivement la règle étalon à des températures différentes. Quant à la distance  $L_0$ , on peut toujours la déterminer une fois pour toutes avec un mètre étalon.

**223. Résultats. Dilatation linéaire des corps amorphes et des cristaux.** — *a.* Le tableau suivant donne les valeurs extrêmes trouvées pour les coefficients moyens de dilatation, entre  $0^\circ$  et  $10^\circ$ , de divers solides :



Acier non trempé.....	0.000 010 74 à 0.000 011 90
Acier recuit.....	0.000 012 40 à 0.000 013 69
Argent.....	0.000 019 08 à 0.000 020 83
Cuivre rouge.....	0.000 017 10 à 0.000 017 84
Fer.....	0.000 011 56 à 0.000 012 35
Laiton.....	0.000 018 78 à 0.000 019 33

Les différences entre les nombres relatifs à un même corps peuvent sans doute être attribuées en partie à la différence des méthodes employées, mais elles sont surtout dues aux différences physiques qui existent entre les divers échantillons d'un même corps.

Pour un même échantillon, le coefficient moyen de dilatation peut être considéré comme constant pour toutes limites de température comprises entre 0° et 100°. Entre 0° et une température T supérieure à 100°, ce coefficient est plus grand qu'entre 0° et 100° ; il croît d'autant plus que T est plus élevé.

b. Les corps amorphes se dilatent également dans tous les sens ; ils restent donc géométriquement semblables à eux-mêmes lorsque leur température s'élève et leur coefficient de dilatation cubique est sensiblement triple de leur coefficient de dilatation linéaire.

c. Les corps cristallisés au contraire ne possèdent pas, en général, le même coefficient de dilatation linéaire dans tous les sens et ne restent pas géométriquement semblables à eux-mêmes en se dilatant, ainsi que l'a montré Mitscherlich par la mesure de leurs angles dièdres.

M. Fizeau, qui a étudié la dilatation des cristaux par une méthode optique très sensible, a montré qu'il existe en général dans tout cristal, à quelque système qu'il appartienne, *trois directions rectangulaires de dilatations principales* qu'il a nommées *axes de dilatation* et qui jouissent des propriétés suivantes :

La dilatation est maxima suivant l'un de ces axes, minima suivant l'autre, intermédiaire suivant le troisième ; la somme  $\lambda + \lambda' + \lambda''$  des dilatations linéaires mesurées suivant ces trois axes est égale au coefficient de dilatation cubique.

Dans les cristaux appartenant au système cubique, les trois coefficients  $\lambda, \lambda', \lambda''$  sont égaux entre eux ; ces cristaux présentent donc une égale dilatation dans tous les sens.

Dans le système du prisme droit à base carrée et du prisme droit hexagonal, on a  $\lambda' = \lambda''$ . Le coefficient de dilatation a donc, dans



toutes les directions perpendiculaires à l'axe cristallographique, une valeur constante, différente d'ailleurs de la valeur  $\lambda$  qu'il présente suivant cet axe.

Enfin dans les cristaux des autres systèmes,  $\lambda$ ,  $\lambda'$  et  $\lambda''$  sont tous trois différents. Les axes de dilatation coïncident avec les axes cristallographiques dans le système du prisme droit à base rectangle, mais cette coïncidence n'existe plus dans les systèmes à axes obliques.

Certains cristaux peuvent, lorsqu'on les chauffe, se dilater suivant une direction et se contracter suivant une autre. C'est ainsi que l'émeraude se contracte suivant son axe cristallographique et le spath d'Islande suivant les directions perpendiculaires à cet axe. Le coefficient de dilatation cubique de ces corps pourra, dès lors, être négatif ou positif suivant la valeur du rapport de leur dilatation et de leur contraction linéaires, valeur qui peut d'ailleurs changer avec la température. C'est ainsi que le coefficient de dilatation cubique de l'émeraude est négatif au-dessous de  $-4^{\circ}$ , et positif au-dessus. L'iodure d'argent cristallisé possède également un coefficient de dilatation cubique négatif entre  $-10^{\circ}$  et  $+70^{\circ}$ .

224. Applications. Corrections des mesures de longueur. Pendule compensateur. — a. Les longueurs se mesurent généralement avec des règles en cuivre ou en platine graduées à  $0^{\circ}$ , en millimètres par exemple. Si l'on effectue, avec de telles règles, des mesures à une température  $t$  différente de 0, une simple lecture ne fait pas connaître, à cause de la dilatation de la règle, la longueur à mesurer. Soit, dès lors,  $n$  le nombre de divisions de la règle qui correspond, à  $t^{\circ}$ , à la longueur à mesurer; la mesure exacte de cette longueur sera  $n(1 + \lambda t)$  millimètres, en désignant par  $\lambda$  le coefficient de dilatation linéaire de la règle entre  $0^{\circ}$  et  $t^{\circ}$ .

b. — Les balanciers des horloges sont généralement constitués par une lentille pesante suspendue à un fil métallique. La longueur de ce fil variant avec la température, il en résulte des variations correspondantes de la durée d'oscillation; en été l'horloge retarde, en hiver elle avance. Pour obvier à cet inconvénient, on a recours à un *pendule compensateur*, grâce auquel la longueur du balancier reste constante malgré les variations de la température. La figure 146 représente un modèle de compensateur, désigné sous le nom de *pendule à gril* et dû à Leroy. Il se compose d'une série de tiges verticales, alternativement en fer et en laiton, reliées par des tiges horizontales. Il suffit de se rapporter à la figure pour



voir que l'allongement des tiges de fer  $p, a, c, t$  a pour effet d'augmenter la longueur du pendule et celui des tiges de laiton de diminuer cette même longueur.

La somme des longueurs  $l + l' + l'' + l''' \dots$  des tiges de fer étant supérieure à la somme des longueurs  $l_1 + l'_1 \dots$  des tiges de laiton, mais le coefficient de dilatation linéaire  $\lambda'$  du laiton étant plus grand que le coefficient  $\lambda$  du fer, on conçoit qu'il soit possible de choisir  $l, l', l'', l''' \dots l_1, l'_1 \dots$  de telle sorte que l'on ait :

$$(l + l' + l'' \dots) \lambda t = (l_1 + l'_1 \dots) \lambda' t$$

et que la longueur du pendule reste par conséquent constante quelle que soit la température.

**225. Mesure directe du coefficient de dilatation cubique des solides. Thermomètre à poids.** — Nous avons vu plus haut (§ 217) que le coefficient de dilatation cubique d'un solide est sensiblement égal au triple de son coefficient de dilatation linéaire, si bien que la valeur du premier de ces coefficients peut être déduite de celle du second. Mais, d'une part, il n'est ni plus long, ni plus difficile de mesurer un coefficient de dilatation cubique, le seul dont on ait souvent besoin, que de déterminer la valeur d'un coefficient de dilatation linéaire ; d'autre part, la loi de la dilatation n'est pas rigoureusement la même pour les divers échantillons d'un même corps, si bien que de la dilatation linéaire d'un échantillon, on ne peut déduire avec exactitude la dilatation cubique d'un autre. Aussi s'est-on préoccupé de pouvoir effectuer la mesure directe des coefficients de dilatation cubique des solides.

On se sert pour cela du *thermomètre à poids* (fig. 147), réservoir en verre dans lequel on place le corps à étudier et auquel on soude ensuite un tube étroit et recourbé deux fois à angle droit. L'appareil est alors rempli de mercure à  $0^\circ$ , puis porté à la température  $T$ , ce qui provoque la sortie, par dilatation, d'une certaine quantité de mercure que l'on pèse. Le poids de mercure sorti dépendant des dilatations du solide et du mercure d'une part, de la dilatation de l'enveloppe d'autre part, on peut déduire des données de



Fig. 146. — Pendule à grill.



l'expérience, comme nous le dirons bientôt, la dilatation cubique du solide intérieur, si l'on connaît la dilatation de l'enveloppe que nous allons d'abord apprendre à déterminer.

a. — A cet effet, le thermomètre à poids, muni de son tube coudé, mais ne contenant pas encore le solide à étudier, est rempli de mercure par le procédé suivant. On plonge la pointe du tube coudé dans une masse de mercure chaud, on chauffe le réservoir,



Fig. 147. — Thermomètre à poids.

dont l'air se dilate et s'échappe en partie, puis on laisse l'appareil se refroidir jusqu'à ce qu'une certaine quantité de mercure y ait pénétré sous l'action de la pression atmosphérique ; on chauffe alors de nouveau le réservoir, de manière à faire former des vapeurs mercurielles qui chassent complètement l'air intérieur ; en laissant encore refroidir le réservoir, ces vapeurs se condensent et le mercure extérieur, dans lequel la pointe du tube recourbé est restée constamment plongée, pénètre de nouveau dans le thermomètre qu'il remplit alors entièrement.

Le thermomètre plein de mercure est ensuite placé dans la glace fondante, sans que l'extrémité du tube coudé cesse de plonger dans le liquide extérieur ; le thermomètre se remplit ainsi de mercure à  $0^{\circ}$ . On pèse alors l'instrument et la différence entre le nombre trouvé et le poids de l'instrument vide, préalablement déterminé, fait connaître le poids  $P$  du mercure à  $0^{\circ}$  qui remplit le thermomètre et par suite le volume  $\frac{P}{D_0}$  de ce thermomètre à  $0^{\circ}$ ,  $D_0$  étant la densité du mercure à cette température.

Ces déterminations faites, on porte l'appareil à  $t^{\circ}$ , on recueille le mercure qui sort par le tube recourbé et l'on en détermine le poids  $p$ , ce qui permet de calculer le volume  $\frac{P-p}{D_0}$  qu'occupait à  $0^{\circ}$  le mercure qui reste actuellement dans le thermomètre. Cette masse de mercure occupe donc à  $t^{\circ}$  tout le volume intérieur du thermomètre à cette même température ; or, d'une part, le volume de ce mercure à  $t^{\circ}$  est donné par l'expression :  $\frac{P-p}{D_0} (1 + \delta t)$ ,  $\delta$  étant le coefficient de dilatation absolue du mercure ; d'autre

part, le volume intérieur du thermomètre à la température  $t$  est égal à  $\frac{P}{D_0}(1+kt)$ ,  $k$  étant le coefficient de dilatation cubique du verre qui forme le réservoir; les deux expressions précédentes représentant le même volume, on a :

$$\frac{P-p}{D_0}(1+\delta t) = \frac{P}{D_0}(1+kt),$$

d'où l'on tirera la valeur de  $k$  (1).

b. — La dilatation de l'enveloppe ainsi connue, on coupe le fond du réservoir du thermomètre à poids, on y introduit le solide, de poids  $\pi$  et de densité  $d_0$  à  $0^\circ$ , auquel on a donné la forme d'un petit cylindre. On ressoude le fond, on pèse l'appareil, on le remplit de mercure à  $0^\circ$ , puis on le pèse de nouveau, ce qui permet de déterminer le poids  $P$  de mercure qui remplit le thermomètre à  $0^\circ$ ; on porte alors l'appareil à  $t^\circ$  et l'on détermine le poids  $p$  de mercure qui en sort.

Ces diverses pesées permettent de calculer, 1<sup>o</sup> le volume  $\frac{\pi}{d_0}$  du solide à  $0^\circ$ , 2<sup>o</sup> le volume  $\frac{P}{D_0}$  du mercure que renferme le thermomètre à  $0^\circ$ , 3<sup>o</sup> le volume  $\frac{P-p}{D_0}$  qu'occupe à  $0^\circ$  le mercure qui remplit l'appareil à  $t^\circ$ . Si nous écrivons qu'à  $t^\circ$  le volume du contenu (solide et mercure) est égal à la capacité de l'enveloppe

(1) Le volume  $\frac{p}{D_0}$  représente l'accroissement apparent de volume, c'est-à-dire la dilatation apparente  $A$  du volume  $\frac{P-p}{D_0} = V_0$  qu'occupe à  $0^\circ$  le mercure resté dans l'appareil. Le coefficient moyen  $a = \frac{A}{V_0 t}$  de dilatation apparente du mercure entre 0 et la température  $t$  de l'expérience est donc :

$$\frac{p}{D_0} \cdot \frac{P-p}{D_0} t = \frac{p}{(P-p)t} = a.$$

Ce coefficient  $a$  une fois connu par une première expérience, la formule précédente peut servir à déterminer  $t$ , dans les expériences suivantes, en fonction de  $a$ ,  $p$  et  $P$ ; de là le nom de *thermomètre à poids* donné à l'appareil.



à cette même température, nous aurons, en désignant par  $x$  le coefficient de dilatation cubique du solide intérieur :

$$\frac{\pi}{d_0}(1+xt) + \left(\frac{P-p}{D_0}\right)(1+\delta t) = \left(\frac{P}{D_0} + \frac{\pi}{d_0}\right)(1+kt),$$

formule qui permettra de calculer  $x$ , puisque les déterminations précédentes ont déjà fait connaître  $\delta$  et  $k$ .

### III. Dilatation des liquides.

226. **Méthode du thermomètre à poids.** — La mesure du coefficient de dilatation absolue peut s'effectuer directement, pour un liquide quelconque, par la méthode de Dulong et Petit; mais comme cette méthode nécessite une expérience longue et délicate, il est préférable d'employer des procédés plus simples, qui exigent toutefois la connaissance préalable du coefficient de dilatation cubique de l'enveloppe qui contient le liquide.

Le thermomètre à poids peut être utilisé à la détermination du coefficient de dilatation absolue des liquides.

Après avoir cherché le coefficient de dilatation  $k$  de l'enveloppe entre  $0^\circ$  et  $t^\circ$  en opérant comme nous l'avons déjà indiqué ci-dessus (§ 225 a), on détermine par des pesées le poids  $P$  du liquide à étudier qui remplit le thermomètre à  $0^\circ$ . L'appareil plein de liquide est ensuite porté à  $t^\circ$  et l'on détermine le poids  $p$  de liquide qui en sort. Si l'on désigne par  $d_0$  la densité du liquide à  $0^\circ$  et par  $x$  son coefficient moyen de dilatation absolue entre  $0$  et  $t^\circ$ , on aura, en écrivant, comme tantôt, que le volume du contenu est à  $t^\circ$  égal à la capacité de l'enveloppe à la même température :

$$\frac{P-p}{d_0}(1+xt) = \frac{P}{d_0}(1+kt),$$

ou

$$(P-p)(1+xt) = P(1+kt),$$

formule qui permet de déduire  $x$  des données de l'expérience.

Cette méthode n'est pas applicable aux liquides volatils.

227. **Méthode du thermomètre à tige ou des thermomètres comparés.** — Cette méthode, imaginée par de Luc, a été perfectionnée par Biot et appliquée avec beaucoup de précision par Isidore Pierre et par Kopp. C'est la méthode la plus employée; voici en quoi elle consiste.

On prend un réservoir en verre, surmonté d'une tige creuse

assez fine et graduée en parties d'égale capacité, et par des pesées effectuées lorsque l'appareil est vide, puis lorsqu'il contient successivement du mercure à 0° jusqu'à deux niveaux différents, on détermine le volume  $V$  à 0° du réservoir jusqu'à la première division de la tige et le volume  $v$  à 0° commun à toutes les divisions.

L'appareil est ensuite rempli à 0° du liquide à étudier jusqu'à la division  $n_1$ , puis porté à  $t^\circ$  et l'on note la division  $n_2$  à laquelle affleure le liquide. Si l'on écrit que, à cette température  $t^\circ$ , le volume du liquide est égal à la capacité réelle du réservoir jusqu'à la division  $n_2$ , il viendra, en désignant par  $k$  le coefficient moyen de dilatation cubique, entre 0° et  $t^\circ$ , du verre employé et par  $x$  celui du liquide :

$$(V + n_1 v)(1 + xt) = (V + n_2 v)(1 + kt), \quad (1)$$

formule qui permettra de calculer  $x$  si l'on connaît  $k$ . Il sera, d'ailleurs facile de déterminer ce coefficient  $k$  par une expérience préalable en opérant sur un liquide, le mercure par exemple, dont on connaît déjà le coefficient de dilatation absolue  $x$ , et tirant de l'équation (1) la valeur de  $k$ .

On voit que la méthode revient en somme à comparer les indications d'un tube thermométrique contenant le liquide à étudier à celles d'un thermomètre à mercure donnant la température de l'expérience; de là le nom de méthode des thermomètres comparés donné à ce procédé.

Lorsqu'on opère sur des liquides volatils, la tige du thermomètre à liquide doit se terminer par un entonnoir fermé par un bouchon usé à l'émeri.

228. **Résultats.** — La dilatation des liquides est moins exactement proportionnelle à l'élévation de température que celle des solides et la loi de proportionnalité ne peut ici être admise qu'entre des limites de température assez rapprochées; l'écart varie d'ailleurs avec la nature du liquide considéré.

En général, la dilatation augmente plus rapidement que l'élévation de température. Pour certains liquides, le mercure par exemple, la loi de la dilatation peut être assez exactement représentée par une formule à deux termes :

$$\Delta = at + bt^2;$$



pour d'autres liquides, il est nécessaire d'employer une formule à trois termes :

$$\Delta = at + bt^2 + ct^3.$$

Dans certains cas même, on doit avoir recours à une formule à quatre termes.

Les coefficients  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ... dépendent d'ailleurs de la nature du liquide et sont déterminés par un nombre convenable d'expériences.

Thilorier avait déjà remarqué que l'acide carbonique liquide se dilate plus qu'un gaz, et Drion a constaté qu'il en est de même pour les liquides surchauffés, c'est-à-dire portés, dans une enceinte close et suffisamment résistante, à une température de beaucoup supérieure à celle à laquelle ils entreraient normalement en ébullition.

Certains liquides, tels que l'eau et les solutions aqueuses de sels, au lieu de se dilater de plus en plus rapidement à mesure qu'on élève leur température, commencent par se contracter pour se dilater ensuite comme nous venons de l'indiquer. Ces liquides présentent donc, à une certaine température, un volume minimum et par suite une densité maxima.

229. **Existence d'un maximum de densité pour l'eau.** — On peut mettre le maximum de densité de l'eau en évidence par l'expérience suivante réalisée pour la première fois par Trallès, en Suisse, et par Hoppe, en Écosse.

Une éprouvette à pied AB (fig. 148), dont la paroi est traversée par deux thermomètres T, T disposés, comme le montre la figure, à des niveaux différents, est entourée vers sa partie médiane d'un manchon D rempli de glace C. Lorsque cette éprouvette

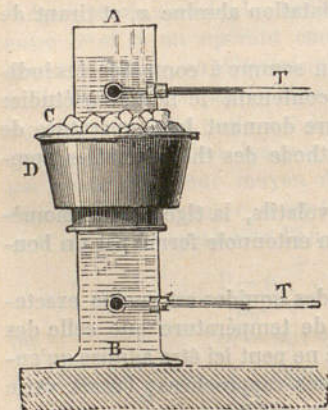


Fig. 148. — Démonstration du maximum de densité de l'eau.

est remplie d'eau à la température ambiante puis abandonnée à elle-même, on constate que le thermomètre inférieur baisse le premier jusqu'au moment où il marque  $4^{\circ}$ . Le thermomètre



supérieur, resté jusqu'alors sensiblement immobile, baisse à son tour, atteint  $4^{\circ}$  et descend même à  $0^{\circ}$ , tandis que le thermomètre inférieur continue à marquer  $4^{\circ}$ .

La marche de ces deux thermomètres montre que l'eau, refroidie au contact de la glace, augmente de densité et tombe au fond de l'éprouvette aussi longtemps que sa température n'a pas atteint  $4^{\circ}$ , mais que, pour une température inférieure à celle-ci, elle demeure à la partie supérieure de l'éprouvette, parce que sa densité diminue alors continuellement à mesure que sa température s'abaisse au-dessous de  $4^{\circ}$ .

230. **Détermination de la température du maximum de densité de l'eau.** — De nombreux procédés ont été employés pour déterminer exactement la température de ce maximum.

Hällström, reprenant des expériences de Lefèvre-Gineau, déterminait la poussée éprouvée par une sphère de verre dans l'eau distillée portée à diverses températures; connaissant le volume de la sphère et son coefficient de dilatation cubique (qu'il supposait être le triple du coefficient de dilatation linéaire d'une tige de verre de la même coulée), Hällström déduisait de ses déterminations la température du maximum de densité de l'eau, température qu'il trouva égale à  $4^{\circ},108$ .

En étudiant la marche de plusieurs thermomètres superposés dans une expérience analogue à celle de Hoppe, Despretz trouva, pour la température du maximum de densité, le nombre  $3^{\circ},987$ .

Par une méthode plus exacte, celle des thermomètres comparés, Despretz trouva, comme moyenne d'une série d'expériences,  $4^{\circ},007$ . Dans des expériences plus récentes, Rossetti et Coppet ont trouvé l'un  $4^{\circ},07$ , l'autre  $3^{\circ},982$ .

Dans le voisinage de la température du maximum de densité, les variations de volume, et par suite les variations de densité, qui correspondent à une même variation de température, sont plus faibles qu'à toute autre température. De là l'avantage qu'il y a à choisir la température de  $4^{\circ}$  pour définir l'unité de poids par l'unité de volume d'eau distillée. Une légère erreur commise dans l'évaluation de cette température n'entraînera, en effet, qu'une erreur inappréciable sur le volume de l'eau et, par conséquent, sur la valeur de l'unité de poids.

L'existence du maximum de densité de l'eau explique comment, dans un lac d'eau douce suffisamment profond, la température du fond n'est point inférieure à  $4^{\circ}$ , alors même que l'eau est congelée



3 à la surface, et comment encore l'eau du fond du lac peut être à 4°, alors que celle de la surface est à une température relativement élevée. Le maximum de densité de l'eau constitue donc un phénomène très favorable à la vie des animaux aquatiques.

231. **Maximum de densité des solutions salines.** — Les solutions aqueuses de sels, étudiées par Despretz d'abord, par Rossetti ensuite, présentent, comme l'eau, un maximum de densité. La température de ce maximum, inférieure à 4°, est d'autant plus basse que la proportion de sel dissous est plus grande. La température du point de congélation s'abaissant d'ailleurs dans les mêmes conditions, mais moins rapidement, il arrive que, lorsque la proportion de sel dissous est suffisante, la température du maximum de densité de la solution est inférieure à la température de congélation; on ne peut alors observer ce maximum de densité qu'en maintenant la solution à l'état de surfusion.

#### IV. — Dilatation des gaz.

232. **Coefficients de dilatation sous pression constante et sous volume constant.** — Les gaz étant très compressibles et leur volume éprouvant des changements très appréciables sous l'influence de variations relativement faibles de la pression extérieure, il y a lieu d'étudier les effets que la chaleur produit sur ces corps dans deux conditions différentes, suivant qu'on les laisse se dilater librement et que leur force élastique reste constante, ou qu'on maintient leur volume invariable, auquel cas leur force élastique augmente.

Dans le premier cas, soient  $V_0$  le volume occupé par le gaz à 0° sous la pression  $p_0$ ,  $V$  le volume de la même masse de gaz à  $t^\circ$ , sous la même pression et  $\Delta t$  l'augmentation que subit l'unité de volume à 0° du gaz considéré, lorsque sa température s'élève à  $t^\circ$ ; on a :

$$V_t = V_0 + V_0 \Delta_t = V_0(1 + \Delta_t). \quad (1)$$

Si l'on représente par  $\alpha_1$  le coefficient moyen de dilatation du gaz sous pression constante entre 0° et  $t^\circ$ , c'est-à-dire le rapport de l'accroissement  $\Delta_t$  de l'unité de volume à l'accroissement  $t$  de la température, ou l'accroissement moyen que subit entre 0° et  $t^\circ$  l'unité de volume, pour une élévation de température de  $1^\circ$ , on aura :

$$\alpha_1 = \frac{\Delta_t}{t}, \quad \text{d'où :} \quad \Delta_t = \alpha_1 t,$$

et, portant dans l'équation (1) :

$$V_t = V_0(1 + \alpha_1 t) \quad (2)$$

Supposons maintenant que le gaz, qui occupe à 0° le volume  $V_0$  sous la pression  $p_0$ , soit porté à la température  $t^\circ$  sans que son volume change et représentons par  $\Pi$  l'accroissement de pression qui en résulte; la nouvelle pression  $p_t$  du gaz sera donnée par l'égalité :

$$p_t = p_0 + \Pi_t \quad (3)$$

que l'on peut mettre sous une forme analogue à celle de l'équation (2).

Représentons, en effet, par  $\pi_t$  le rapport de l'accroissement de pression  $\Pi_t$  à la pression initiale  $p_0$ ; on aura :

$$\frac{\Pi_t}{p_0} = \pi_t, \quad \text{d'où :} \quad \Pi_t = p_0 \pi_t,$$

et, en portant dans (3) :

$$p_t = p_0 + p_0 \pi_t = p_0(1 + \pi_t).$$

Posons maintenant :

$$\frac{\pi_t}{t} = \alpha_2, \quad \text{d'où :} \quad \pi_t = \alpha_2 t;$$

en remplaçant  $\pi_t$  par cette valeur dans l'expression de  $p_t$ , il vient :

$$p_t = p_0(1 + \alpha_2 t) \quad (4)$$

la quantité  $\alpha_2$  a reçu le nom de *coefficient moyen de dilatation sous volume constant*, ou mieux de *coefficient moyen d'augmentation de pression sous volume constant*. D'après ce qui précède, on a :

$$\alpha_2 = \frac{\pi_t}{t} = \frac{\Pi_t}{p_0 t}.$$

Si l'on remarque que  $\frac{\Pi_t}{p_0} = \pi_t$  est l'accroissement moyen entre 0°

et  $t^\circ$ , par unité de pression, de la pression initiale  $p_0$  et que  $\frac{\pi_t}{t}$  est

alors l'accroissement moyen de pression que subit l'unité de pression pour une élévation de température de  $1^\circ$ , on peut donner du coefficient  $\alpha_2$  la définition suivante analogue à celle du coefficient  $\alpha_1$  : le coefficient  $\alpha_2$  entre 0° et  $t^\circ$  est l'accroissement moyen que subit entre 0° et  $t^\circ$  l'unité de pression, pour une élévation de température de  $1^\circ$ .

Si donc nous portons successivement à la même température  $t$  la même masse gazeuse  $V_0$  dont la force élastique initiale est  $p_0$ , en maintenant d'abord sa pression constante et laissant varier son



volume, puis en maintenant son volume constant et laissant varier sa pression, on aura : dans le premier cas, un volume  $V_0(1 + \alpha_1 t)$  à  $t^\circ$  sous la pression  $p_0$ , dans le second cas, un volume  $V_0$  à  $t^\circ$  sous la pression  $p_0(1 + \alpha_2 t)$ . En appliquant alors la loi de Mariotte, supposée exacte, à ces deux états différents d'une même masse gazeuse dont la température est égale à  $t$  dans les deux cas, on obtient :

$$V_0(1 + \alpha_1 t)p_0 = V_0 p_0(1 + \alpha_2 t), \quad (5)$$

d'où :

$$\alpha_1 = \alpha_2.$$

L'exactitude de la loi de Mariotte entraîne donc l'égalité des deux coefficients de dilatation  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ .

Les gaz étant, en général, plus compressibles que ne l'indique la loi de Mariotte et l'écart étant d'autant plus grand que l'on considère les gaz à une température plus voisine de leur point de liquéfaction, le second membre de l'équation (5), qui correspond à une pression  $p_0(1 + \alpha_2 t)$ , sera inférieur au premier et la différence sera d'autant plus grande que le gaz considéré sera plus voisin, à la température  $t$ , de son point de liquéfaction;  $\alpha_1$  sera donc supérieur à  $\alpha_2$  et l'excès sera d'autant plus grand, pour une même température, qu'il s'agira d'un gaz plus facilement liquéfiable. Ce sera l'inverse pour l'hydrogène qui est moins compressible que ne l'indique la loi de Mariotte.

**233. Mesure du coefficient de dilatation des gaz sous pression constante.** — *Expérience de Gay-Lussac.* — C'est à Gay-Lussac que remontent les premières expériences un peu précises sur la dilatation des gaz. Il se servait pour cela d'un petit ballon de verre R (fig. 149) muni d'un tube étroit divisé en parties d'égale capacité. Cet appareil, bien séché, était d'abord rempli de mercure comme un thermomètre à poids; on faisait ensuite écouler ce liquide pendant que pénétrait à mesure le gaz à étudier, préalablement desséché par son passage à travers un manchon P contenant des fragments de chlorure de calcium. On laissait d'ailleurs, dans le tube gradué, un petit index de mercure qui faisait office de bouchon mobile.

La quantité de gaz introduite étant telle que son volume à  $0^\circ$  fut de très peu supérieur à celui du ballon R, l'appareil était placé horizontalement dans une caisse où l'on mettait d'abord de la glace fondante et l'on notait la position  $n_1$  de l'index de mercure. On remplaçait ensuite la glace par de l'eau ou de l'huile que l'on chauffait jusqu'à ce que l'index de mercure devint visible en l

hors de la caisse, et l'on notait la position  $n_2$  de l'index et la température obtenue  $t$ , que faisaient connaître les thermomètres T et T'.

En désignant par V et  $v$  les volumes à 0° du ballon R et de chacune des divisions, le volume du gaz, qui remplissait l'appareil à 0° sous la pression atmosphérique transmise à travers l'index de mercure, était  $V + n_1 v$ . On avait donc, en exprimant le

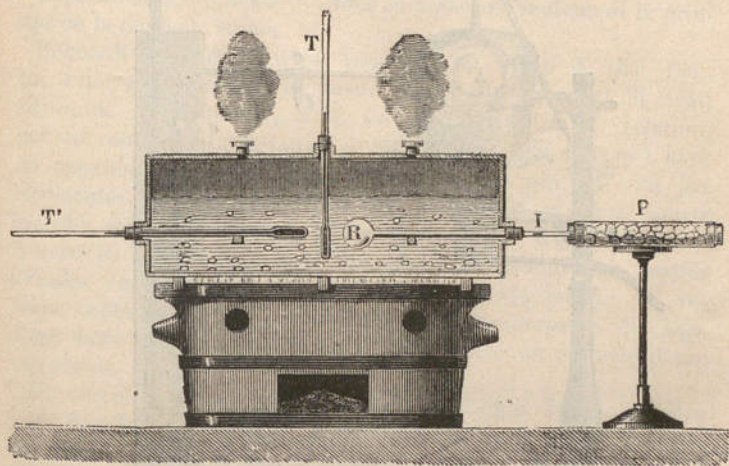


Fig. 149. — Appareil de Gay-Lussac pour la mesure du coefficient de dilatation des gaz sous pression constante.

volume du gaz à  $t^\circ$  en fonction de la dilatation de l'enveloppe et en fonction de sa propre dilatation :

$$(V + n_2 v)(1 + kt) = (V + n_1 v)(1 + \alpha_1 t),$$

formule dans laquelle  $k$  représentait le coefficient de dilatation cubique de l'enveloppe et  $\alpha_1$  le coefficient de dilatation du gaz sous pression constante.

On tirait de là :

$$\alpha_1 = \frac{(V + n_2 v)(1 + kt) - (V + n_1 v)}{(V + n_1 v)t}.$$



Gay-Lussac effectua des déterminations sur des gaz différents et, sur un même gaz, pour des valeurs différentes de  $t$ . Davy effectua les mêmes mesures en soumettant les gaz à des pressions très différentes, mais qui restaient constantes pendant chaque détermination de  $\alpha_1$ . Les résultats de ces diverses expériences con-

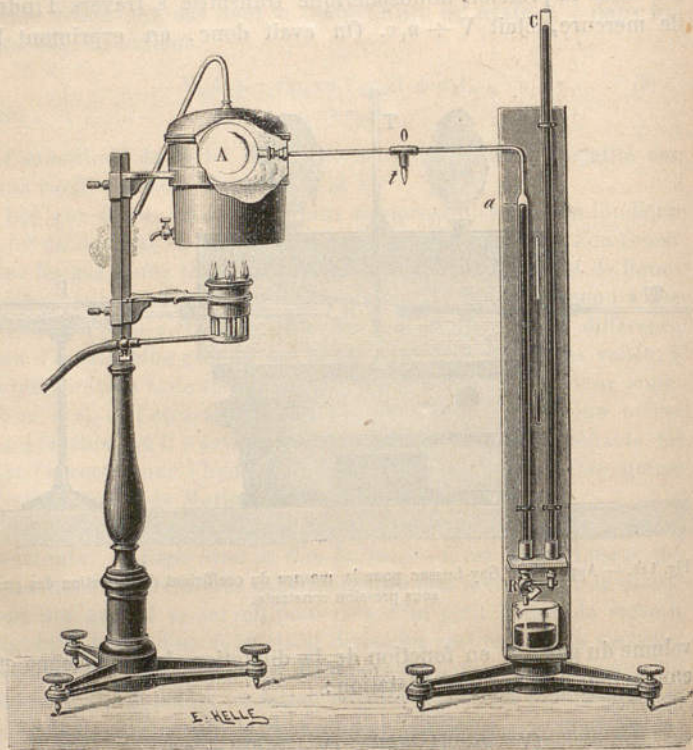


Fig. 150. — Appareil de Regnault pour la mesure des coefficients de dilatation des gaz.

duisirent à admettre les lois suivantes qui portent le nom de *lois de Gay-Lussac* :

*Le coefficient moyen  $\alpha_1$ , de dilatation des gaz sous pression constante est constant entre 0 et 100 ;*

*La valeur de ce coefficient  $\alpha_1$ , est d'ailleurs indépendante de la pression constante supportée par le gaz ;*

*Ce coefficient, le même pour tous les gaz, est égal à 0,00375.*

Les expériences de Gay-Lussac présentaient quelques causes d'erreur : le réservoir R et le gaz n'avaient pas été suffisamment desséchés, et l'index de mercure ne séparait pas d'une façon assez parfaite le gaz contenu dans l'appareil de l'air extérieur. Aussi furent-elles reprises par Regnault en France et par Magnus en Allemagne.

*Expériences de Regnault.* — Nous indiquerons seulement le principe de la méthode suivie.

Regnault se servait d'un réservoir en verre A (fig. 150), qui avait généralement la forme d'un ballon et dont il avait déterminé le volume  $V_0$  à 0. Ce réservoir était en relation, par un tube capillaire jaugé et bifurqué en 0, d'une part avec un appareil desséchant et un réservoir à gaz qui ne sont pas représentés sur la figure, d'autre part avec la plus courte branche d'un manomètre à air libre muni d'un robinet à 3 voies R. Cette plus courte branche était graduée en parties d'égales capacités et l'on déterminait préalablement le volume commun de chaque division à la température du bain d'eau dans lequel on plongeait le manomètre au moment d'une expérience.

La communication entre les deux branches du manomètre étant fermée, on chauffait le réservoir A, on y faisait le vide, on laissait rentrer le gaz à travers l'appareil desséchant, puis on faisait de nouveau le vide et l'on répétait cette opération un assez grand nombre de fois pour débarrasser l'appareil de toute trace d'humidité. Laissant alors l'appareil en communication avec le récipient contenant le gaz à étudier, on environnait le réservoir A de glace fondante, on rétablissait la communication entre les deux branches du manomètre et l'on faisait en sorte que le niveau du mercure fût le même dans les deux branches et arrivât jusqu'en  $a$  dans la branche la plus courte. On fermait alors à la lampe la branche  $t$  du tube bifurqué, branche qui mettait le réservoir en relation avec le récipient contenant le gaz.

On avait ainsi emprisonné dans l'appareil, sous la pression atmosphérique H, une certaine masse de gaz, dont une partie était à 0° et occupait le volume  $V_0$  du réservoir et dont l'autre partie était à la température ambiante  $t$  et occupait le volume  $v$  à  $t^\circ$  du tube capillaire jaugé. Cette masse gazeuse aurait donc



occupé, si ses deux parties avaient été à  $0^\circ$ , un volume égal à

$$V_0 + \frac{v}{1 + \alpha_1 t}. \quad (1)$$

On enlevait ensuite la glace fondante qui entourait A et on la remplaçait par de l'eau que l'on portait à une température T. Le gaz se dilatait, chassant le mercure dans la grande branche du manomètre; mais, en faisant écouler une partie du mercure par le robinet à trois voies R, on pouvait toujours faire en sorte que le niveau fut encore sensiblement le même dans les deux branches. On déterminait d'ailleurs exactement la différence de ces niveaux, différence que l'on ajoutait à la pression atmosphérique mesurée à nouveau ou que l'on retranchait de cette pression pour connaître la pression H' supportée par le gaz dans cette seconde phase de l'expérience; H' était toujours peu différent de H. La graduation du manomètre faisait en outre connaître le volume  $v'$  occupé par le gaz dans la petite branche de ce manomètre, à la température  $t'$  de l'eau qui l'entourait, température qui pouvait être un peu différente de  $t$ .

Le volume occupé par le gaz se composait donc alors : 1° du volume  $V_0 (1 + kT)$  du ballon à T,  $k$  désignant le coefficient de dilatation cubique du verre; 2° du volume  $v$  du tube capillaire de communication que nous supposons n'avoir pas varié pendant les deux parties de l'expérience, parce que nous admettons que la température  $t$  est restée invariable; 3° du volume  $v'$  occupé par le gaz à la température  $t'$  dans la petite branche du manomètre.

Ce volume total du gaz, ramené à  $0^\circ$ , et sous la même pression H', est donc :

$$\frac{V_0(1+kT)}{1+\alpha_1 T} + \frac{v}{1+\alpha_1 t} + \frac{v'}{1+\alpha_1 t'}, \quad (2)$$

en supposant que le coefficient  $\alpha_1$  ait la même valeur entre 0 et T, 0 et  $t$ , 0 et  $t'$ , ce qui peut être regardé comme exact, si les températures T,  $t$  et  $t'$  sont assez voisines.

Les expressions (1) et (2) représentent donc les volumes d'une même masse gazeuse, à la même température  $0^\circ$  et à des pressions



très voisines H et H' ; la loi de Mariotte est par suite applicable avec une rigueur suffisante et l'on a :

$$\left[ \frac{V_0(1+kT)}{1+\alpha_1 T} + \frac{v}{1+\alpha_1 t} + \frac{v'}{1+\alpha_1 t'} \right] H' = \left[ V_0 + \frac{v}{1+\alpha_1 t} \right] H, \quad (3)$$

formule qui permet de calculer  $\alpha_1$  par la méthode des approximations successives. A cet effet, le terme  $\frac{v'}{1+\alpha_1 t'}$  et surtout le terme  $\frac{v}{1+\alpha_1 t}$  étant petits par rapport aux autres, on donne d'abord à  $\alpha_1$ , dans ces termes, la valeur trouvée par Gay-Lussac ; on déduit alors de l'équation (3) une première valeur de  $\alpha_1$ , que l'on porte dans les termes  $\frac{v}{1+\alpha_1 t}$ ,  $\frac{v'}{1+\alpha_1 t'}$  et qui sert à trouver une seconde valeur de  $\alpha_1$  plus approchée que la première. On continue ainsi, jusqu'à ce que deux déterminations successives donnent sensiblement pour  $\alpha_1$  le même résultat, que l'on prend pour valeur exacte de ce coefficient.

En répétant les expériences pour des températures T de plus en plus élevées, on déterminerait le coefficient  $\alpha_1$  entre 0 et ces températures ; on donnerait alors à  $\alpha_1$ , dans les termes correctifs de l'équation (3), les valeurs fournies par une première détermination faite pour une température très voisine de t et de t', ce qui conduirait plus rapidement à la valeur de  $\alpha_1$ .

Outre les expériences que nous venons de résumer et dans lesquelles la masse gazeuse était maintenue sensiblement à la pression atmosphérique, Regnault a effectué des déterminations du coefficient de dilatation sous pression constante pour des pressions différentes de celles de l'atmosphère.

**234. Mesure du coefficient de dilatation des gaz sous volume constant.** — Pour effectuer ces mesures, Regnault se servait de l'appareil (fig. 150) que nous venons de décrire ; il était toutefois inutile d'entourer le manomètre d'un bain d'eau froide.

L'opération ne différait de la précédente que pour la deuxième phase ; lorsqu'on portait à T° la température du réservoir A, au lieu de faire écouler une partie du mercure du manomètre on en ajoutait par la grande branche C, de façon à maintenir constant le niveau a du mercure dans la petite branche et par suite le volume du gaz soumis à l'expérience. La différence de niveau des deux



surfaces libres mercurielles, ajoutée à la pression atmosphérique, donnait la force élastique  $H_1$  du gaz à la température  $T$ .

Dans la première phase, la masse gazeuse en expérience occupait le volume  $V_0$  du réservoir à  $0^\circ$  et sous la pression atmosphérique  $H$ , augmenté du volume  $v$  du tube de communication à la température  $t$  et sous la même pression  $H$ . Si ce volume  $v$  de gaz eut été à  $0^\circ$ , il aurait eu une force élastique égale à  $\frac{H}{1 + \alpha'_2 t}$ , en désignant par  $\alpha'_2$  le coefficient moyen de dilatation sous volume constant, c'est-à-dire le coefficient moyen d'augmentation de pression, entre  $0$  et  $t$ . Par suite, si la masse gazeuse totale qui occupe le volume  $V_0 + v$  avait été à  $0$ , sa force élastique aurait été, d'après la loi du mélange des gaz (§ 201) :

$$\frac{V_0 H + v \frac{H}{1 + \alpha'_2 t}}{V_0 + v}. \quad (1)$$

Dans la deuxième phase, la même masse gazeuse totale occupe le volume  $V_0 (1 + kT)$  à la température  $T$  et sous une pression  $H_1$ , augmenté du volume  $v$  à la température  $t$ , que nous supposons être la même que dans la première phase, et sous la pression  $H_1$ . Si le volume  $v$  était amené à  $0^\circ$ , sa force élastique serait  $\frac{H_1}{1 + \alpha''_2 t}$ , en désignant par  $\alpha''_2$  le coefficient moyen d'augmentation de pression entre  $0$  et  $t$ , coefficient qui peut être légèrement différent de  $\alpha'_2$ , car il correspond à une pression  $H_1$  notablement différente de  $H$ . De même, si le volume  $V_0 (1 + kT)$  était amené à  $0^\circ$ , sa force élastique deviendrait  $\frac{H_1}{1 + \alpha_2 T}$ , en désignant par  $\alpha_2$  le coefficient moyen d'augmentation de pression entre  $0$  et  $T$ . La force élastique de la masse gazeuse totale en expérience à la température de  $0^\circ$ , serait donc, d'après la loi du mélange des gaz :

$$\frac{V_0 (1 + kT) \frac{H_1}{1 + \alpha_2 T} + v \frac{H_1}{1 + \alpha''_2 t}}{V_0 (1 + kT) + v}. \quad (2)$$

La formule (1) représente donc la force élastique que posséderait la masse gazeuse en expérience si elle occupait le volume  $V_0 + v$



à 0°, tandis que la formule (2) fait connaître la force élastique que posséderait cette même masse gazeuse si elle occupait le volume  $V_0(1+kT) + v$  à la même température 0°. En appliquant la loi de Mariotte, on aura :

$$\left[ \frac{V_0(1+kT)}{1+\alpha_2 T} + \frac{v}{1+\alpha_2' t} \right] H_1 = \left[ V_0 + \frac{v}{1+\alpha_2' t} \right] H. \quad (3)$$

C'est de cette formule que l'on tirera la valeur de  $\alpha_2$ . Les termes en  $v$  étant d'ailleurs très petits par rapport aux termes en  $V_0$ , on peut supposer sans inconvénients que  $\alpha_2''$  et  $\alpha_2'$  sont égaux à  $\alpha_2$  ou leur donner la valeur trouvée pour  $\alpha_1$  par la méthode précédente. La formule (3) permet alors de calculer le coefficient  $\alpha_2$ .

En particulier, en entourant le ballon de glace fondante et le remplissant d'air sec sous la pression initiale de 760 millimètres de mercure, puis entourant le réservoir d'eau bouillant sous cette même pression, on peut déterminer l'accroissement de pression de l'air entre 0° et 100°, la pression initiale étant 760 millimètres; on obtient ainsi 100  $\alpha_2$ , et par suite le coefficient  $\alpha_2$  pour l'air, coefficient qui sert à définir le degré de température.

Il faut remarquer, d'ailleurs, que la détermination de cette quantité  $\alpha_2$  ne nécessite que la connaissance de la convention relative aux points fixes (température de la glace fondante et température de l'eau bouillant sous la pression 760 millimètres) et de celle relative au nombre de degrés compris entre ces points. Sans doute la formule (3) contient bien encore, dans le cas que nous venons de considérer, une température  $t$  dont la connaissance est nécessaire pour évaluer  $\alpha_2$  et par suite pour déterminer rigoureusement le degré de température; mais, à cause de la petitesse des termes en  $v$ , la valeur que l'on trouve pour  $\alpha_2$  n'est pas sensiblement différente de la valeur exacte, si l'on évalue la température  $t$  par les variations de volume d'un liquide à l'aide d'un thermomètre à mercure.

235. **Résultats.** — Les mesures effectuées relativement aux coefficients de dilatation des gaz ont conduit aux résultats suivants.

a. — Le coefficient moyen  $\alpha_1$  de dilatation d'un gaz sous pression constante entre 0 et  $t$  varie légèrement avec la température  $t$ ; il augmente avec la pression, et l'augmentation est d'autant plus rapide que le gaz s'approche davantage de son point de liquéfaction.

La valeur du coefficient moyen de dilatation de l'air entre 0 et 100,



sous la pression constante de 760 millimètres de mercure, est de 0.00367 ou  $\frac{1}{273}$ .

Ce coefficient a sensiblement la même valeur pour les gaz difficilement liquéfiables : azote, oxyde de carbone, etc. ; il est plus petit pour l'hydrogène ; pour les gaz facilement liquéfiables, il est au contraire plus grand, et sa valeur est d'autant plus élevée que le gaz considéré est plus facile à liquéfier.

Les lois de Gay-Lussac représentées par la formule :

$$\frac{V}{1 + \alpha_1 t} = \text{constante}$$

ne sont donc, comme la loi de Mariotte, que des lois approchées.

*b.* — Par définition, le coefficient moyen  $\alpha_2$  de dilatation de l'air sous volume constant entre 0 et  $t$  ne varie pas avec la température  $t$ , puisque c'est par des accroissements constants de pression que les degrés de température sont définis.

Les gaz difficilement liquéfiables suivent sensiblement la même loi d'augmentation de pression que l'air.

Pour les gaz facilement liquéfiables,  $\alpha_2$  diminue un peu à mesure que la température s'élève.

Pour un même gaz, entre les mêmes limites de température, la valeur du coefficient moyen augmente avec la valeur de la pression initiale, et l'accroissement de ce coefficient est d'autant plus rapide que le gaz est plus facilement liquéfiable.

Le coefficient moyen  $\alpha_2$  entre 0 et 100, la pression initiale étant de 760 millimètres de mercure, n'a pas la même valeur pour tous les gaz ; il est en général d'autant plus grand que le gaz considéré est plus facilement liquéfiable. Ce coefficient est, pour tous les gaz, sauf pour l'hydrogène, plus petit que le coefficient correspondant de dilatation sous pression constante. C'est ce que montre clairement le tableau suivant :

	Coefficient moyen de variation de pression entre 0 et 100 (pression initiale de 760 <sup>mm</sup> ).	Coefficient moyen de dilatation entre 0 et 100 (pression constante de 760 <sup>mm</sup> ).
Hydrogène.....	0,003667	0,003661
Air.....	0,003665	0,003670
Azote.....	0,003668	0,003670
Oxyde de carbone.....	0,003667	0,003669
Acide carbonique.....	0,003668	0,003710
Protoxyde d'azote.....	0,003676	0,003719
Acide sulfureux.....	0,003845	0,003903

On appelle *état gazeux parfait* un état tel que la compressibilité suivrait rigoureusement la loi de Mariotte et que les coefficients  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  seraient égaux entre eux et indépendants de la nature du gaz, de la température et de la pression.

Les gaz ordinaires considérés loin de leur point de liquéfaction, à une température élevée, se rapprochent de cet état idéal des gaz parfaits.

236. **Relation entre le volume, la température et la force élastique d'un gaz. Températures absolues.** — Si l'on considère les gaz sous l'état de gaz parfaits, la formule qui relie le volume d'une masse gazeuse à sa température et à sa pression, est des plus simples.

En effet, étant donné le volume  $v$  d'une masse gazeuse sous la pression  $p$  et à la température  $t$ , proposons-nous de chercher quel sera son volume  $v'$  lorsque la pression sera devenue  $p'$  et la température  $t'$ .

Pour cela, considérons un état intermédiaire dans lequel, la pression ayant seule varié, le volume de la masse gazeuse considérée serait devenu  $v''$  sous la pression  $p'$  et à la température  $t$ .

Les trois états de la masse gazeuse considérée seront donc caractérisés par les valeurs suivantes du volume, de la pression et de la température :

$$v \quad p \quad t \quad (1)$$

$$v'' \quad p' \quad t \quad (2)$$

$$v' \quad p' \quad t' \quad (3)$$

La température étant la même pour les états (1) et (2), nous pourrions appliquer la loi de Mariotte et écrire :

$$v'' p' = vp. \quad (4)$$

D'autre part, la pression étant la même pour les états (2) et (3), on pourra appliquer à ces états la loi de Gay-Lussac et écrire :

$$\frac{v'}{1 + \alpha t'} = \frac{v''}{1 + \alpha t}, \quad (5)$$

en désignant par  $\alpha$  le coefficient de dilatation sous pression constante, lequel est d'ailleurs égal au coefficient de dilatation sous volume constant, puisque nous supposons avoir affaire à un gaz parfait.



Si nous multiplions membre à membre les équations (4) et (5), nous aurons :

$$\frac{v'p'}{1+\alpha t'} = \frac{vp}{1+\alpha t} = \dots = \text{constante.} \quad (6)$$

En d'autres termes : *Pour une même masse gazeuse, le rapport du produit du volume par la pression au binôme de dilatation est constant.*

Telles sont l'équation ou la relation fondamentale des gaz parfaits, équation ou relation qui peuvent être appliquées aux gaz ordinaires, lorsque ceux-ci sont suffisamment éloignés de leur point de liquéfaction.

Si l'on divise l'équation précédente par  $\alpha$  et que l'on représente par T, T'... les expressions  $\frac{1}{\alpha} + t, \frac{1}{\alpha} + t', \dots$  il vient :

$$\frac{v'p'}{T'} = \frac{vp}{T} = \dots = \text{constante.}$$

T, T'.... sont appelés *températures absolues* et correspondent à des températures comptées à partir du *zéro absolu*, c'est-à-dire à partir de  $-273^\circ$  au-dessous du zéro centigrade, car  $\frac{1}{\alpha}$  est égal à 273.

## CHAPITRE IV

### THERMOMÉTRIE

237. **Choix du corps thermométrique.** — Le corps qu'il y a lieu de choisir pour en faire un thermomètre ne doit pas évidemment pouvoir acquérir le même volume pour deux températures différentes; dans le cas contraire, en effet, il y aurait ambiguïté dans les indications. Cette condition exclut immédiatement l'emploi de corps, tels que l'eau, qui présentent un maximum de densité.

Il importe, d'autre part, que les thermomètres soient comparables entre eux, c'est-à-dire qu'ils fournissent tous la même indication pour une même température quelconque, différente de celle des points fixes qui auront servi à établir leur graduation. Pour satisfaire à cette condition, il suffira de faire choix d'un corps qui puisse toujours être obtenu avec des propriétés physiques rigoureusement les mêmes; la loi de dilatation des divers échantillons du



corps, c'est-à-dire des divers thermomètres, sera dès lors la même pour tous et la comparabilité sera assurée.

A ce point de vue, les solides sont de mauvais corps thermométriques, car l'expérience montre que les divers échantillons d'un même solide se dilatent rarement suivant la même loi.

Les liquides sont par eux-mêmes plus recommandables ; mais comme ils doivent être enfermés dans une enveloppe solide, la variabilité de la dilatation de celle-ci rend moins rigoureuse la comparabilité des thermomètres à liquides.

Les thermomètres constitués avec un même gaz peuvent, au contraire, être regardés comme rigoureusement comparables. Sans doute le gaz doit encore être enfermé dans une enveloppe solide qui ne sera pas physiquement identique à elle-même pour les divers thermomètres ; mais la dilatation des gaz est, pour un même accroissement de température, tellement supérieure à celle des solides (100 à 400 fois plus grande) que la dilatation de l'enveloppe des thermomètres est négligeable par rapport à celle du corps thermométrique gazeux lui-même. Le gaz choisi est d'ailleurs l'air sec, dont la composition reste sensiblement constante dans l'atmosphère et dont les gaz composants sont très difficilement liquéfiables.

238. **Thermomètres à air.** — Les deux méthodes employées par Regnault pour mesurer le coefficient de dilatation des gaz sous pression constante et sous volume constant peuvent être utilisées pour évaluer les températures. A cet effet,  $\alpha_1$  ou  $\alpha_2$  ayant été déterminé, l'équation (3) de la page 325 ou celle de la page 327 permettra de calculer la température quelconque  $t$  d'une enceinte, en plaçant le réservoir dans cette enceinte et opérant comme nous l'avons indiqué pour la détermination de  $\alpha_1$  ou de  $\alpha_2$ .

La première méthode, celle qui est basée sur la variation du volume de l'air, présente un inconvénient résultant de ce que la portion de la masse d'air contenue dans le réservoir est, par suite même de sa dilatation qui la fait passer en partie dans le manomètre, d'autant moindre que la température à déterminer est plus élevée. Une même élévation de température de l'enceinte dans laquelle se trouve le réservoir, envoie donc dans le manomètre une quantité de gaz d'autant plus faible que la température de l'enceinte est déjà plus élevée ; en d'autres termes, la sensibilité d'un tel thermomètre diminue quand la température s'élève.

Cet inconvénient n'existe pas si l'on opère par la seconde méthode ; la masse d'air contenue dans le réservoir et portée à la



température à déterminer reste en effet constante et comme, d'autre part, l'on mesure les variations de pression de l'air avec un manomètre à air libre, la sensibilité du thermomètre est indépendante de la température.

En conséquence, c'est par la variation de la force élastique de l'air qu'il est préférable de définir, comme nous l'avons fait (§ 213), le degré de température.

Un *thermomètre à air* ou *thermomètre normal* est donc un appareil identique à celui de la figure 150, réserve faite de la forme du réservoir qui peut être différente. Pour les températures très élevées auxquelles le verre fondrait, on se sert d'un réservoir en porcelaine, verni sur ses deux faces afin d'éviter que des phénomènes d'osmose ne se produisent; ce réservoir est relié au manomètre par un tube en cuivre rouge.

On remplace parfois, dans le thermomètre normal, l'air par l'hydrogène (Comité international des poids et mesures).

239. **Thermomètres à liquides.** — La détermination d'une température avec un thermomètre à air constitue, en somme, une opération longue et délicate. Aussi se sert-on en général de thermomètres à liquides, en particulier à mercure, qui sont d'un maniement plus commode. Toutefois, la loi de la dilatation des liquides n'étant pas la même que celle de l'air, les thermomètres à liquides ne permettent de déterminer, avec une exactitude suffisante, les températures définies par l'augmentation de pression d'une masse d'air, que si l'on a établi une table de concordance entre leurs indications et celles que donneraient, dans les mêmes conditions, le *thermomètre normal*. Mais les circonstances dans lesquelles cette concordance mérite d'être établie sont relativement peu nombreuses; aussi se contente-t-on, dans tous les autres cas, des indications directes des thermomètres à liquides.

On donne aux thermomètres à liquides deux formes un peu différentes connues sous le nom de *thermomètre à poids* et de *thermomètre à tige*.

*Thermomètre à poids.* — Nous avons déjà indiqué (note du § 225) comment cet instrument permettait de mesurer une température  $t$  en pesant le poids  $P$  de liquide contenu dans l'instrument à  $0^\circ$  et le poids  $p$  qui en sort à  $t^\circ$ . La valeur de  $t$  est donnée par la formule :

$$t = \frac{1}{a} \frac{p}{P-p} \quad (1)$$



$a$  représentant le coefficient moyen de dilatation apparente du liquide dans le thermomètre entre 0 et  $t$ . En réalité, on détermine une fois pour toutes la valeur de  $a$  entre 0 et 100 par exemple et l'on porte cette valeur dans la formule (1) quel que soit  $t$ .

Les indications de ce thermomètre ne seraient donc rigoureusement comparables à celles du thermomètre à air que si le coefficient  $a$  était constant ou si la dilatation apparente du liquide était proportionnelle à l'élévation de température définie par le thermomètre à air. Pour le mercure enfermé dans une enveloppe de verre, cette proportionnalité, sans être rigoureuse, est suffisante dans des limites de température assez étendues.

*Thermomètre à tige.* — La détermination d'une température avec un thermomètre à poids constitue une opération assez longue et assez délicate, aussi fait-on presque constamment usage du thermomètre à tige. Celui-ci est constitué, comme nous l'avons déjà indiqué (§ 227), par un réservoir en verre surmonté d'une tige creuse assez fine que nous supposerons exactement cylindrique. On marque 0 sur cette tige au point où arrive le liquide lorsque l'appareil est placé dans la glace fondante, et 100 au point où affleure le liquide lorsque l'appareil est dans la vapeur d'eau bouillant sous la pression de 760<sup>mm</sup>. L'espace compris entre 0 et 100 est ensuite divisé en 100 parties égales et l'on prolonge ces divisions au-dessous de 0 et au-dessus de 100; chacune des divisions ainsi obtenues représente, si la tige est bien cylindrique, la centième partie  $v$  de l'accroissement apparent de volume qu'éprouve, entre 0 et 100, le liquide contenu dans l'instrument. On admet que l'élévation de température capable de produire un accroissement apparent  $v$  du volume du liquide est égal à un degré centigrade; il suffit alors de lire à quelle division  $n$  de la tige affleure le liquide, lorsque le thermomètre est placé dans une enceinte, pour savoir le nombre  $n$  de degrés centigrades qui caractérise la température de cette enceinte. Ce nombre  $n$  est d'ailleurs affecté du signe + ou du signe — suivant que la division  $n$  est au-dessus ou au-dessous de 0.

La loi de la dilatation apparente d'un liquide dépendant de la loi de sa dilatation absolue et de la loi de la dilatation de l'enveloppe, on conçoit que cette loi de dilatation apparente varie, pour un même liquide, avec la nature de l'enveloppe qui le contient. Il en résulte que deux thermomètres à tiges construits avec le même liquide, mais avec des verres de natures différentes, ne seront comparables qu'aux points fixes 0 et 100 qui ont servi à



établir leur graduation. De là la nécessité d'employer toujours le même verre pour les thermomètres de précision.

240. **Sensibilité des thermomètres à tige.** — Un thermomètre est d'autant plus *sensible* que la longueur occupée sur la tige par un degré est plus grande. Pour un même liquide et une même capacité du réservoir, cette longueur est évidemment d'autant plus grande que la tige est plus fine ; en outre, pour un même calibre de la tige, le thermomètre est d'autant plus sensible que le coefficient de dilatation apparente du liquide et la capacité du réservoir sont plus grands.

On dit encore qu'un thermomètre est *sensible* lorsqu'il se met rapidement en équilibre de température avec l'enceinte où on le place. A ce point de vue un thermomètre sera évidemment, toutes choses égales d'ailleurs, d'autant plus sensible que la masse du corps thermométrique sera plus faible.

241. **Choix du liquide thermométrique.** — *Thermomètre à mercure.* — C'est le mercure qui est le plus généralement adopté pour la construction des thermomètres à tige. Sans doute son coefficient de dilatation apparente est assez faible ( $\frac{1}{6480}$  avec les verres le plus fréquemment employés) ; mais en revanche le mercure est un liquide qu'il est facile d'obtenir à un état de pureté tel, que les divers échantillons de ce métal se dilatent rigoureusement suivant la même loi, ce qui assure la comparabilité des instruments construits avec le même verre. De plus la chaleur spécifique du mercure est assez faible, si bien que ce liquide peut se mettre en équilibre de température avec les corps environnants sans en modifier sensiblement la température ; les points de solidification ( $-40^{\circ}$ ) et d'ébullition ( $350^{\circ}$ ) du mercure sont en outre très éloignés ; enfin la dilatation apparente du mercure dans le verre est, entre certaines limites, assez exactement proportionnelle à l'élévation de température mesurée par le thermomètre à air pour que les indications du thermomètre à mercure concordent sensiblement, entre ces limites, avec les indications d'un thermomètre normal placé dans les mêmes conditions. Cette concordance est en effet assez rigoureuse entre  $-35^{\circ}$  et  $+150^{\circ}$  environ ; à une température de  $150^{\circ}$  du thermomètre à air, un thermomètre à mercure en verre ordinaire marque  $149^{\circ},80$  ; à  $300^{\circ}$  il marque  $301^{\circ},08$ . Un thermomètre à mercure en cristal marque  $150^{\circ},40$  à  $150^{\circ}$  et  $305^{\circ},72$  à  $300^{\circ}$ .

Lorsqu'on croit devoir se servir d'une table de concordance,



cette table doit en général être établie pour le thermomètre même dont on fait usage.

*Thermomètre à alcool.* — On emploie assez souvent l'alcool comme liquide thermométrique. Les thermomètres à alcool doivent être gradués par comparaison avec un thermomètre à mercure, si l'on veut que leurs indications soient comparables à celles de ce dernier instrument. La loi de la dilatation de l'alcool diffère en effet notablement de celle du mercure, surtout pour les températures un peu élevées; en outre, la loi de cette dilatation dépend du degré d'hydratation de l'alcool employé. L'avantage de l'alcool comme corps thermométrique résulte de ce que sa dilatation apparente est supérieure à celle du mercure; son point de congélation est en outre inférieur à celui de ce dernier liquide. Aussi les thermomètres à alcool sont-ils surtout employés pour l'évaluation des basses températures.

**242. Construction du thermomètre à mercure.** — On choisit un tube dont le canal soit bien cylindrique, ce que l'on vérifie en faisant cheminer dans les différentes parties de ce canal un index de mercure long de 2 à 3 centimètres et en s'assurant qu'il présente partout la même longueur; après avoir bien nettoyé le tube, on souffle à l'une de ses extrémités un réservoir en forme d'olive (fig. 151), de dimensions convenables, et l'on soude à l'autre extrémité une boule de verre terminée par une pointe.

On chauffe alors la boule, ce qui provoque la sortie, par dilatation, d'une partie de l'air qu'elle contient, puis l'on plonge la pointe dans du mercure pur et sec (fig. 152), de manière que la pression atmosphérique fasse pénétrer dans la boule, pendant le refroidissement, une quantité de mercure suffisante pour remplir le tube et le réservoir. Ceci fait, on retourne l'appareil et l'on chauffe simultanément le réservoir, le tube et le mercure contenu dans la boule; l'air du réservoir s'échappe ainsi en partie, en traversant le mercure, et ce liquide chaud pénètre dans le réservoir quand celui-ci se refroidit. Lorsque le réservoir contient une quantité suffisante de mercure, on porte ce liquide à l'ébullition; les vapeurs mercurielles entraînent alors l'air du réservoir et du tube ainsi que les dernières traces d'humidité qui pouvaient encore exister. Si on laisse refroidir de nouveau l'appareil, les vapeurs mercurielles se condensent et le mercure de la boule, pénétrant dans le réservoir et dans le tube, remplit complètement le thermomètre.

Il ne reste plus qu'à détacher la boule, à porter l'appareil



à une température un peu supérieure à la température la plus élevée que l'on désire inscrire sur son échelle, afin de chasser l'excès de mercure, et à fermer le tube à la lampe.

243. **Graduation du thermomètre à mercure.** — L'appareil, ainsi rempli, est d'abord placé dans la glace fondante (fig. 153) pour en déterminer le 0; on le porte ensuite en A dans l'appareil de la fi-

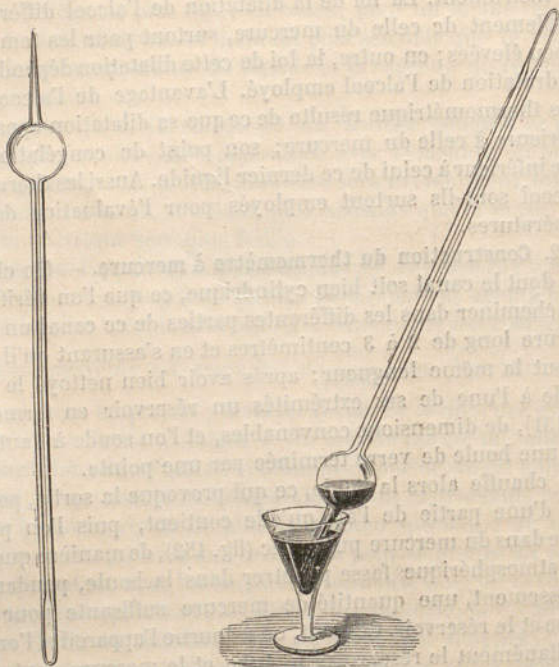


Fig. 151. — Tube thermométrique. Fig. 152. — Remplissage du thermomètre à mercure.

gure 154, afin de le soumettre à la température de l'eau bouillante sous la pression atmosphérique  $H$  du moment; et, au point où s'élève le mercure, on marque, pour des raisons que nous ferons connaître lors de l'étude de l'ébullition, la température  $100 + \frac{H - 760}{27}$ , indication qui permet de déterminer la position exacte du point 100.

Lorsque l'instrument a été construit de telle sorte que le degré

occupe sur la tige une longueur suffisante, on divise chaque degré en 5, 10, ... parties égales qui correspondent à  $\frac{1}{5}$ ,  $\frac{1}{10}$ , ... de degré.

244. Construction et graduation des thermomètres à alcool. — On opère, pour remplir et fermer un thermomètre à alcool, comme

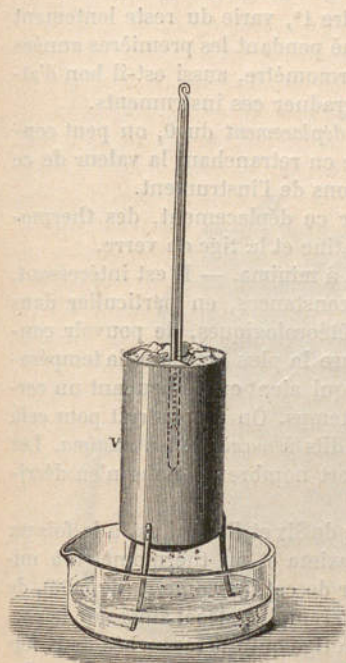


Fig. 153. — Appareil pour déterminer le 0 du thermomètre.

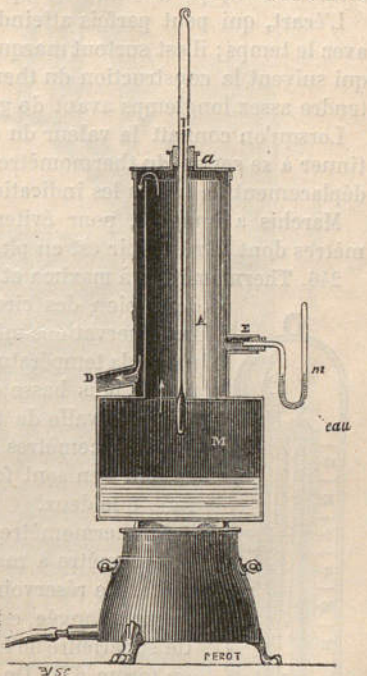


Fig. 154. — Appareil pour déterminer le point 100 du thermomètre.

nous l'avons indiqué pour le thermomètre à mercure, puis on porte l'instrument dans la glace fondante afin d'en déterminer le 0. Faute de pouvoir porter ce thermomètre dans la vapeur d'eau bouillante, parce que l'alcool bout à 78°, on détermine un second point de l'échelle en plongeant l'instrument dans un bain d'eau dont un thermomètre à mercure fait connaître la température.

245. Déplacement du zéro. — Lorsqu'on plonge dans la glace fondante un thermomètre construit depuis quelque temps et sur lequel le zéro a été inscrit avec toute l'exactitude désirable, on



constate que la surface libre du liquide se fixe à un niveau situé généralement au-dessus de 0. Ce fait tient d'ailleurs à ce que, par suite de la température à laquelle a été porté le verre du thermomètre au moment de sa construction, il se produit un travail moléculaire lent, qui diminue la capacité du réservoir.

L'écart, qui peut parfois atteindre 1°, varie du reste lentement avec le temps; il est surtout marqué pendant les premières années qui suivent la construction du thermomètre, aussi est-il bon d'attendre assez longtemps avant de graduer ces instruments.

Lorsqu'on connaît la valeur du déplacement du 0, on peut continuer à se servir du thermomètre en retranchant la valeur de ce déplacement de toutes les indications de l'instrument.

Marchis a imaginé, pour éviter ce déplacement, des thermomètres dont le réservoir est en platine et la tige en verre.

246. **Thermomètres à maxima et à minima.** — Il est intéressant, dans bien des circonstances, en particulier dans les observations météorologiques, de pouvoir connaître la température la plus élevée et la température la plus basse qui aient existé pendant un certain intervalle de temps. On a construit pour cela des thermomètres dits à *maxima* et à *minima*. Les modèles en sont fort nombreux; nous n'en décrivons que deux.

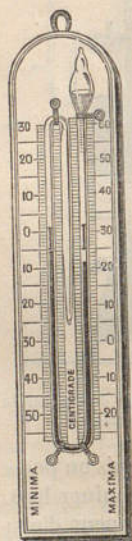


Fig. 155. — Thermomètre de Six et Bellani.

Le thermomètre de Six et Bellani est à la fois un thermomètre à maxima et un thermomètre à minima. Le réservoir de cet instrument (fig. 155), de forme allongée, est rempli d'alcool ainsi que la partie supérieure de la tige qui est recourbée deux fois en forme d'U. Du mercure occupe la courbure inférieure, tandis que la partie supérieure de la branche terminale de droite contient encore de l'alcool qui se loge dans une petite ampoule vide, lorsque l'alcool du réservoir se dilate. Aux deux extrémités de la colonne mercurielle se trouvent deux petits index construits de telle sorte qu'ils ne puissent s'enfoncer dans le mercure et qu'ils se maintiennent, dans l'alcool, au niveau de la partie du tube

où les amène le mercure; ce sont des index en émail qui contiennent un petit fragment de fer et sont entourés d'un cheveu qui fait ressort contre les parois du tube. Lorsque la

température s'élève, l'alcool contenu dans le réservoir et dans la partie supérieure de la tige se dilate et fait remonter dans la

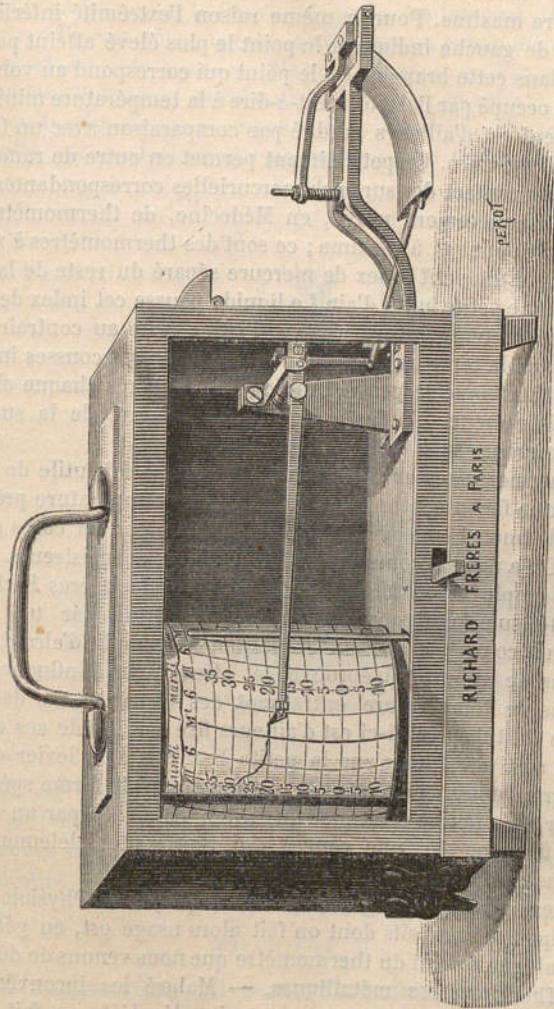


Fig. 156. — Thermomètre enregistreur de Richard frères.

branche de droite le mercure, qui augmente aussi légèrement de volume; l'index de droite est ainsi poussé et la position de son



extrémité inférieure indique le point le plus élevé atteint par la colonne mercurielle dans la branche de droite, c'est-à-dire la température maxima. Pour la même raison l'extrémité inférieure de l'index de gauche indiquera le point le plus élevé atteint par le mercure dans cette branche, ou le point qui correspond au volume minimum occupé par l'alcool, c'est-à-dire à la température minima. L'instrument est d'ailleurs gradué par comparaison avec un thermomètre à mercure. Un petit aimant permet en outre de ramener les index au contact des surfaces mercurielles correspondantes.

On fait fréquemment usage, en Médecine, de thermomètres à échelle fractionnée et à maxima ; ce sont des thermomètres à mercure munis d'un petit index de mercure séparé du reste de la colonne par une petite bulle d'air. Le liquide pousse cet index devant lui lorsque la température s'élève, l'index reste au contraire en place lorsque la température diminue. De légères secousses imprimées au thermomètre permettent d'ailleurs, après chaque observation, de ramener l'index à une petite distance de la surface libre du mercure sans qu'il y ait contact.

**247. Thermomètres enregistreurs.** — Il est parfois utile de connaître d'une façon continue les variations de température présentées par l'atmosphère, par l'air d'une salle ou par un corps quelconque. On a alors recours à des thermomètres enregistreurs. L'un des plus employés en Météorologie est celui des frères Richard, représenté sur la figure 136. Il est constitué par un tube métallique courbe, à section elliptique, et rempli d'alcool. Les variations de volume qu'éprouve cet alcool sous l'influence des variations de température entraînent des changements dans la courbure du tube ; celui-ci est d'ailleurs fixé à l'une de ses extrémités et agit par l'autre sur la petite branche d'un levier coudé dont la grande branche, terminée par une plume de forme spéciale, trace sur une feuille de papier quadrillé, entraînée par un mouvement d'horlogerie, une courbe qui représente fidèlement les variations de la température ambiante.

Les thermomètres enregistreurs sont employés en Physiologie et le principe des appareils dont on fait alors usage est, en général, assez analogue à celui du thermomètre que nous venons de décrire.

**248. Thermomètres métalliques.** — Malgré les inconvénients qu'ils présentent et que nous avons signalés déjà, on fait quelquefois usage, dans certains cas particuliers, de thermomètres dans lesquels le corps thermométrique est un solide. Il est d'ail-

leurs possible, malgré la faible dilatation des solides, de donner à ces thermomètres une assez grande sensibilité. Tel est l'instrument, représenté sur la figure 157, qui a été imaginé par Bréguet. Le corps thermométrique est constitué par un ruban métallique HH composé de trois lames de platine, d'argent et d'or soudées sur toute leur longueur; ce ruban est contourné en spirale, fixé à son extrémité supérieure et muni à son extrémité inférieure d'une aiguille qui se déplace sur un cadran, dont la graduation a été

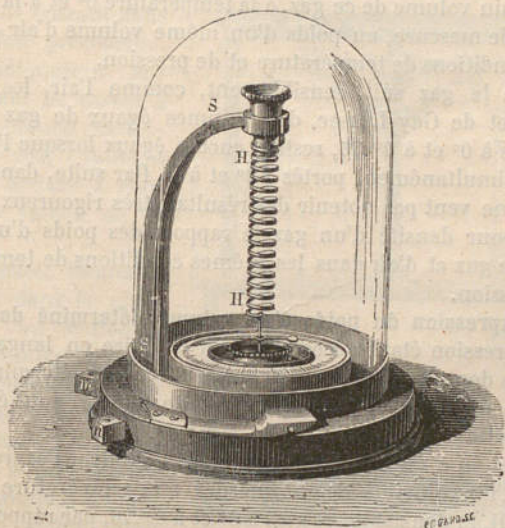


Fig. 157. — Thermomètre métallique de Bréguet.

établie par comparaison avec un thermomètre à liquide. Par suite de l'inégale dilatation des lames soudées ensemble, la spirale se déroule lorsque la température s'élève et s'enroule lorsque la température s'abaisse.

## CHAPITRE V

### DÉTERMINATION DU POIDS SPÉCIFIQUE DES GAZ

249. **Définition.** — La définition générale des poids spécifiques donnée précédemment (§ 56) s'applique aux corps gazeux. Mais



pour éviter les conditions expérimentales, mauvaises au point de vue de la précision des résultats, qui proviennent de la comparaison directe de deux quantités très inégales, poids d'un volume de gaz et poids d'un même volume d'eau, on détermine une fois pour toutes la densité de l'air par rapport à l'eau et l'on prend ensuite la densité d'un gaz par rapport à l'air. Le produit de ces deux densités donne alors la densité du gaz par rapport à l'eau.

La densité d'un gaz par rapport à l'air est le rapport du poids d'un certain volume de ce gaz, à la température  $0^{\circ}$  et à la pression de  $0^{\text{m}}.76$  de mercure, au poids d'un même volume d'air dans les mêmes conditions de température et de pression.

Lorsque le gaz suit sensiblement, comme l'air, les lois de Mariotte et de Gay-Lussac, des volumes égaux de gaz et d'air, considérés à  $0^{\circ}$  et à  $0^{\text{m}}.76$ , restent encore égaux lorsque l'air et le gaz sont simultanément portés à  $t^{\circ}$  et à  $H$ . Par suite, dans ce cas, et si l'on ne veut pas obtenir des résultats très rigoureux, on peut prendre pour densité d'un gaz le rapport des poids d'un même volume de gaz et d'air dans les mêmes conditions de température et de pression.

250. **Expression du poids d'un volume déterminé de gaz.** — Cette expression étant nécessaire pour traduire en langage algébrique les données d'une expérience relative à la détermination de la densité d'un gaz et pour calculer cette densité, nous établirons d'abord cette expression.

La question à résoudre est la suivante : Trouver l'expression du poids  $P$  d'un volume  $V$  de gaz mesuré à la température  $t$  et à la pression  $H$ , la densité de ce gaz, à  $0^{\circ}$  et à  $0^{\text{m}}.76$ , par rapport à l'air, étant  $d_0$  et le poids d'un centimètre cube d'air, à  $0^{\circ}$  et à  $0^{\text{m}}.76$ , étant  $p$ .

Ce volume  $V$ , amené à  $0^{\circ}$  et à la pression  $H$ , serait  $\frac{V}{1+\alpha t}$ ; ce dernier volume devient, par application de la loi de Mariotte, lorsqu'on le ramène à la pression  $0^{\text{m}}.76$  sans changer sa température :

$$\frac{VH}{76(1+\alpha t)} = V_0.$$

Si ce volume  $V_0$  était constitué par de l'air à  $0^{\circ}$  et à  $0^{\text{m}}.76$ , son poids serait :

$$\frac{VH}{76(1+\alpha t)} p;$$

la densité du gaz par rapport à l'air étant  $d_0$ , le poids de ce même volume de gaz à 0° et à 76<sup>cm</sup> sera :

$$P = \frac{VH}{76(1+at)} p d_0,$$

expression qui fera connaître P en grammes, si  $p$  est exprimé en grammes et V en centimètres cubes.

251. Détermination du poids du centimètre cube d'air à 0° et à 76<sup>cm</sup>. — La valeur  $p$

de ce poids entrant dans l'expression précédente, nous indiquerons encore, avant de passer à la détermination des densités des gaz, comment on peut arriver à connaître la valeur de ce poids.

A cet effet, Regnault plongeait dans la glace fondante un ballon A (fig. 158) muni d'une garniture métallique qui comprenait un robinet  $r$ , et remplissait ce ballon d'air sec à la pression atmosphérique H du moment. Le ballon était alors fermé puis sorti de la glace; lorsqu'il avait atteint la température du laboratoire, on l'essuyait,

on le suspendait à l'un des plateaux d'une balance et l'on en faisait la tare après avoir suspendu à l'autre plateau un ballon de même volume extérieur A' (1), afin d'égaliser l'action de la poussée de

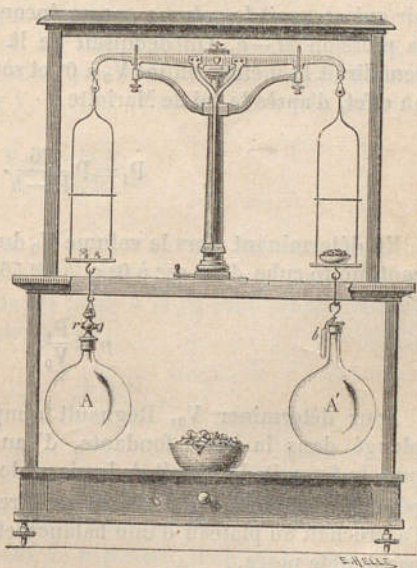


Fig. 158. — Méthode de Regnault pour la détermination de la densité des gaz.

(1) Regnault choisissait deux ballons provenant d'une même coulée et ajoutait à celui dont le volume extérieur était le plus petit un tube de verre  $b$  de même coulée et d'un volume extérieur convenable. L'équilibre établi pour ces deux ballons subsista, malgré les variations atmosphériques qui survinrent, pendant une période de quinze jours.



l'air aux deux extrémités du fléau et de n'avoir pas, en conséquence, à tenir compte de cette poussée.

La tare faite, le ballon était reporté dans la glace fondante, on y faisait le vide, avec une machine pneumatique, jusqu'à une pression  $h$ , puis on le sortait de la glace et on le laissait revenir à la température du laboratoire ; après l'avoir alors essuyé, on le suspendait de nouveau à la balance et on rétablissait l'équilibre au moyen de poids marqués qui, diminués de la poussée de l'air, faisaient connaître le poids  $P$  de l'air qui avait été extrait du ballon, air qui occupait le volume encore inconnu  $V_0$  du ballon à  $0^\circ$  et à la pression  $H-h$ . On déduisait de là le poids  $P_1$  d'air sec qui remplirait le même volume  $V_0$  à  $0^\circ$  et sous la pression  $0^m.76$  ; on a, en effet, d'après la loi de Mariotte :

$$P_1 = P \frac{76}{H-h}. \quad (1)$$

En déterminant alors le volume  $V_0$  du ballon à  $0^\circ$ , le poids d'un centimètre cube d'air sec à  $0^\circ$  et à  $0^m.76$  était :

$$p = \frac{P_1}{V_0}.$$

Pour déterminer  $V_0$ , Regnault remplissait le même ballon, plongé dans la glace fondante, d'eau distillée et privée d'air, puis le fermait, le sortait de la glace, le laissait revenir à la température ambiante qui ne devait pas être supérieure à  $8^\circ$ , l'essuyait, l'accrochait au plateau d'une balance et en déterminait le poids  $\pi$  par double pesée.

Ce poids représentait le poids  $B$  du ballon, augmenté du poids  $E$  de l'eau qu'il renfermait et diminué de la poussée  $\varepsilon$  subie par le ballon :

$$\pi = B + E - \varepsilon \quad (2)$$

On vidait alors le ballon, on le séchait, on le remplissait d'air sec à la température  $t$  du laboratoire et à la pression atmosphérique actuelle  $H_1$ , et l'on déterminait son poids  $\pi'$  ; ce poids représentait le poids  $B$  du ballon augmenté du poids  $A$  de l'air qu'il renfermait et diminué de la poussée  $\varepsilon$ . On pouvait d'ailleurs, en raison de la grandeur du poids  $E$  admettre que la valeur de la

poussée était la même, malgré la variation possible des éléments dont elle dépend, dans les deux pesées successives. On avait donc :

$$\pi' = B + A - \varepsilon. \quad (3)$$

En retranchant les deux équations (2) et (3) membre à membre, on trouvait, pour le poids E de l'eau contenue dans le ballon à 0° :

$$E = \pi - \pi' + A. \quad (4)$$

Le poids A de l'air sec qui remplit à  $t$  et sous la pression  $H_1$  le volume  $V_0(1+kt)$  du ballon à  $t^\circ$  était d'ailleurs calculé, en fonction des données de la première partie de l'expérience, de la manière suivante. Ce volume  $V_0(1+kt)$ , ramené à 0° et à la pression 76<sup>cm</sup>, était :

$$\frac{V_0(1+kt)H_1}{(1+zt)76},$$

on sait d'autre part que le poids  $P_1$  d'air sec qui remplirait le volume  $V_0$  du ballon à 0° et sous la pression 76<sup>cm</sup> est donné par la formule (1). En écrivant que les poids A et  $P_1$  sont proportionnels aux volumes correspondants, on a :

$$A = P_1 \frac{(1+kt)H_1}{(1+zt)76},$$

expression qui, portée dans l'équation (4), permettait de calculer le poids E de l'eau contenue dans le ballon à 0° et par suite le volume  $V_0$  de ce ballon à la même température.

Les deux termes de la valeur de  $p$ , poids  $P_1$  d'un centimètre cube d'air sec à 0° et à 76<sup>cm</sup> et volume  $V_0$  du ballon à 0°, étaient dès lors connus et l'on pouvait calculer ce poids.

Regnault trouva ainsi qu'à Paris le poids du centimètre cube d'air sec à 0° et à 76<sup>cm</sup> est de 0<sup>gr</sup>.001293.

### 252. Détermination de la densité des gaz. Méthode de Regnault.

— On détermine, en opérant comme nous venons de le dire dans le paragraphe précédent, le poids de l'air sec qui remplit le ballon à 0° et sous la pression  $H-h$  et l'on en déduit le poids  $P_1$  de l'air qui remplirait le même ballon à 0° et sous la pression 76<sup>cm</sup>.

On détermine ensuite, en opérant de même sur le gaz dont on veut trouver la densité, le poids de ce gaz qui remplit le ballon à



0° et sous la pression  $H-h'$  et l'on en déduit encore le poids  $P_1$ , du gaz qui remplirait le ballon à 0° et sous la pression 76<sup>cm</sup>.

La densité cherchée  $d_0$  est alors :

$$d_0 = \frac{P_1}{P_1'}$$

La même méthode peut être employée pour déterminer la densité d'un gaz à une température et à une pression quelconques ; il suffit pour cela de remplir successivement le ballon de gaz et d'air à la température et à la pression choisies et d'opérer comme on l'a fait précédemment pour la température 0 et pour la pression atmosphérique.

**253. Résultats.** — Les résultats auxquels conduit la détermination des densités des gaz par rapport à l'air, dans diverses conditions de température et de pression, ne sont que des conséquences de ceux que fournit l'étude de la compressibilité et de la dilatation des corps gazeux.

Pour les gaz facilement liquéfiables, la densité à la température  $t$  et sous la pression  $H$  décroît à mesure que  $t$  devient plus grand et que  $H$  devient plus faible ; mais la diminution est de moins en moins rapide et la densité devient sensiblement constante pour une valeur convenable de la température et de la pression, c'est-à-dire lorsque le gaz est assez éloigné de son point de liquéfaction.

La densité des gaz difficilement liquéfiables est sensiblement constante tant que  $H$  n'est pas trop grand et que la température n'est pas trop basse, c'est-à-dire tant que le gaz ne se rapproche pas de son point de liquéfaction. Donc, d'une façon générale, la densité d'un gaz diminue à mesure que l'on considère ce gaz plus loin de son point de liquéfaction ; cette densité finit par devenir constante pour des valeurs convenables de la température et de la pression.

## CHAPITRE VI

### CHANGEMENTS D'ÉTAT

**254. Définitions.** — Lorsqu'on élève graduellement la température d'un corps solide, on observe, outre les variations de volume que nous venons d'étudier, des changements d'état dus à ce que la chaleur, en déterminant des dilatations, a

pour effet de diminuer l'intensité des forces attractives qui s'exercent entre les molécules d'un même corps.

Le passage de l'état solide à l'état liquide porte le nom de *fusion*, et le passage de l'état solide ou liquide à l'état gazeux celui de *vaporisation*. Inversement, la *liquéfaction* est le passage de l'état gazeux à l'état liquide, et la *solidification* est le passage de l'état liquide ou gazeux à l'état solide. Tout corps porte en général le même nom, quel que soit l'état, solide, liquide ou gazeux, sous lequel on le considère; il est d'ailleurs qualifié de solide, de liquide ou de gaz suivant l'état sous lequel il se présente à la température ordinaire.

### I. — Fusion. Solidification.

255. **Généralités sur la fusion et la solidification.** — La plupart des solides sont fusibles, c'est-à-dire susceptibles d'être amenés à l'état liquide, lorsqu'on élève suffisamment leur température; certains corps, l'iode par exemple, peuvent passer directement de l'état solide à l'état de vapeur; d'autres, parmi lesquels le carbonate de chaux, se décomposent avant de fondre et ne peuvent être obtenus à l'état liquide que si on les place dans des conditions spéciales.

D'une façon générale, on peut dire que tous les corps sont fusibles.

L'impossibilité de liquéfier les corps solides dits *réfractaires* ou *fixes* et de solidifier certains liquides ne paraît tenir qu'à notre impuissance à réaliser les conditions de température et de pression nécessaires pour produire ces changements d'état.

Le passage de l'état solide à l'état liquide et le passage inverse peuvent se faire de deux façons bien différentes, suivant la nature du corps considéré. Tantôt la fusion est brusque, et il en est alors de même de la solidification; tel est le cas de la glace, du phosphore, de l'argent...; tantôt la fusion et la solidification sont graduelles, le corps passant par un état intermédiaire à l'état solide et liquide, l'état *pâteux*. C'est ce qui arrive avec la cire, le verre, le fer...

Les lois suivantes ne s'appliquent qu'au cas où le changement d'état est brusque, sans passage par l'état pâteux.

256. **Lois de la fusion et de la solidification.** — *Fusion.* — L'expérience montre que la fusion obéit aux deux lois suivantes.



*Première loi.* — Pour une valeur donnée de la pression extérieure, tout corps solide, chimiquement défini, commence à fondre à une température fixe, appelée *point de fusion*, qui ne dépend que de la nature du corps.

Le tableau suivant donne le point de fusion d'un certain nombre de corps sous la pression atmosphérique :

Mercure .....	— 40	Or.....	1035
Phosphore.....	44	Platine.....	1775
Plomb.....	334	Iridium.....	1950
Argent.....	954		

*Deuxième loi.* — La température reste constante tant que dure la fusion.

*Solidification.* — Les lois suivantes ont également été établies par l'expérience.

*Première loi.* — Pour une pression extérieure donnée, tout corps liquide chimiquement défini se solidifie à une température déterminée, appelée *point de solidification*, qui est la même que celle du point de fusion à la même pression.

*Deuxième loi.* — Pendant tout le temps que dure la solidification, la température reste invariable.

L'invariabilité de la température pendant la fusion et pendant la solidification montre que la chaleur communiquée au corps pendant qu'il fond n'agit pas sur le thermomètre, mais que cette chaleur reparait au moment où le corps se solidifie. Nous verrons plus loin que ces particularités s'expliquent par la considération des travaux moléculaires qui accompagnent la fusion et la solidification.

257. *Surfusion.* — Le point de solidification n'est pas aussi fixe et invariable que le point de fusion. En refroidissant un liquide avec précaution, on peut, en effet, abaisser souvent sa température au-dessous de son point de solidification, sans que ce liquide se solidifie. On donne à ce phénomène le nom de *surfusion*.

C'est Fahrenheit qui observa le premier que l'on pouvait amener l'eau à une température inférieure à 0° sans la congeler. On peut facilement constater la surfusion de l'eau à l'aide d'un appareil constitué par une ampoule en verre remplie aux trois quarts d'eau privée d'air par l'ébullition et par un thermomètre dont le réservoir plonge dans cette eau. Si l'on place l'appareil dans un mélange réfrigérant, on amène l'eau à une température bien infé-



rieure à 0°, comme le montre le thermomètre, sans qu'il y ait congélation ; mais il suffit d'une agitation brusque pour que toute la masse de l'eau se solidifie.

Le phosphore blanc, le soufre, l'acide acétique, l'acide phénique et divers autres corps ont pu également être obtenus à l'état de surfusion. Despretz a pu porter de l'eau à — 20 dans des tubes capillaires sans la solidifier. Dufour, de Lausanne, a obtenu des phénomènes de surfusion sur des gouttes liquides placées, comme dans les expériences de Plateau, au sein d'un liquide de même densité.

Il suffit parfois d'une secousse, de vibrations, ou même du contact de l'air pour déterminer la solidification d'un corps surfondu. On peut aussi faire cesser la surfusion en frottant deux corps solides l'un contre l'autre, au sein de la masse liquide. Toutefois ces moyens ne sont pas toujours efficaces, tandis que l'on est sûr de faire cesser la surfusion en introduisant dans le liquide un cristal identique à ceux que ce corps peut former lorsqu'il passe à l'état solide.

Gernez a montré, en effet, que l'on peut toucher du phosphore blanc surfondu avec une baguette de verre, que l'on peut même y projeter un fragment de phosphore rouge sans en provoquer la solidification, mais qu'il suffit d'une parcelle de phosphore blanc amenée au contact de la surface du liquide surfondu, pour que ce liquide se prenne brusquement en masse.

Au moment de la solidification d'un liquide surfondu, la température s'élève brusquement, et ce fait, sur lequel nous reviendrons en thermodynamique, dépend, comme l'invariabilité de la température pendant la fusion et la solidification, du travail moléculaire qui correspond au changement d'état.

258. **Changements de volume qui accompagnent la fusion et la solidification.** — En général, le volume des corps augmente pendant le passage de l'état solide à l'état liquide et diminue pendant le passage inverse ; la densité des corps est donc, en général, plus grande à l'état solide qu'à l'état liquide. Tel est le cas de la cire, du blanc de baleine, du soufre, du phosphore, et de la plupart des métaux.

Par contre, certains corps, au nombre desquels sont l'eau, l'argent, le bismuth, l'antimoine, la fonte de fer, augmentent de volume en se solidifiant, et sont moins denses à l'état solide qu'à l'état liquide. On sait, par exemple, que la glace nage à la surface



de l'eau ; le poids spécifique de la glace à 0° est, en effet, 0.930, tandis que celui de l'eau à la même température est 0.99988.

Cette légèreté relative de la glace empêche la congélation complète de toute masse d'eau un peu profonde, car la surface congelée s'oppose au refroidissement des couches sous-jacentes.

Les corps qui augmentent de volume en se solidifiant sont éminemment propres au moulage, parce qu'ils s'insinuent dans tous les détails du moule ; tel est le cas de la fonte de fer.

L'augmentation de volume dont s'accompagne la fusion ou la solidification correspond à un développement considérable de force, et ne pourrait être empêchée qu'en exerçant sur les corps une pression extérieure considérable. On sait, en effet, qu'un obus en fonte, entièrement rempli d'eau et fermé par un bouchon à vis, éclate lorsqu'il est soumis à un froid suffisant pour déterminer la congélation de l'eau. Les tuyaux en plomb qui servent à la canalisation des eaux ménagères se fendent fréquemment sous l'influence de la même cause, pendant les hivers rigoureux. Il n'est pas toujours nécessaire que le vase qui contient l'eau soit entièrement clos pour que sa rupture se produise, les premières parties d'eau congelée pouvant, dans certains cas, faire l'office de bouchon.

L'accroissement de volume de l'eau, lorsqu'elle passe à l'état de glace, permet encore de rendre compte de la façon dont se délitent les pierres dites *gélives* et des effets produits par la gelée sur les végétaux. Les pierres gélives sont des pierres poreuses qui s'imbibent d'eau pendant l'été ; cette eau, en augmentant de volume par congélation pendant l'hiver, fendille la pierre dans toute sa masse, et les fragments, soudés par la glace, se séparent au dégel.

De même, lorsque la sève des végétaux se congèle, elle brise, par suite de son augmentation de volume, les canaux et les tissus qui la renferment et détermine ainsi la mort du végétal ; il faut remarquer toutefois que ces accidents ne se produisent que par des froids très vifs et assez prolongés. On a invoqué, pour rendre compte de la résistance relative que présentent en général les végétaux au froid, l'étroitesse des vaisseaux dans lesquels la sève circule, et où elle pourrait se maintenir longtemps à l'état de surfusion. Un autre fait doit encore être pris en considération, celui de l'existence, dans la sève, de substances dissoutes qui en abaissent le point de congélation. Il importe d'ajouter à ce sujet que les tissus végétaux sont, pendant l'hiver, moins riches en liquides, et que c'est surtout à l'entrée du printemps, au moment de la montée de



la sève, que les effets désastreux des gelées sont le plus à redouter.

259. **Influence de la pression sur le point de fusion.** — On conçoit que toute augmentation de la pression extérieure qui s'exerce sur un corps, par ce fait même qu'elle a pour effet d'en rapprocher les molécules, élève ou abaisse le point de fusion de ce corps, suivant que la fusion s'accompagne d'une augmentation ou d'une diminution de volume. Cette prévision est vérifiée par les expériences de William Thomson, Bunsen, Mousson, etc.

Le point de fusion de la glace, par exemple, est à  $-0^{\circ}.049$ , sous une pression de 8 atmosphères (William Thomson), et s'abaisse au-dessous de  $-18^{\circ}$  pour une pression de 1300 atmosphères environ (Mousson). Ces nombres montrent du reste que les variations du point de fusion qui correspondent aux faibles variations que peut subir la pression atmosphérique sont absolument négligeables.

Le point de fusion du blanc de baleine, qui augmente de volume en fondant, s'élève au contraire avec la pression; il est à  $47^{\circ}.7$  sous la pression atmosphérique et atteint  $49^{\circ}.8$  et  $50^{\circ}.7$  sous des pressions de 100 et de 150 atmosphères.

Si la pression extérieure s'oppose à la fusion des substances qui augmentent de volume en fondant, elle doit faciliter le passage de ces mêmes substances à l'état liquide à l'état solide. Amagat a, en effet, réussi à solidifier, par pression, le bichlorure de carbone qui n'avait pu être obtenu encore à l'état solide. Ce corps s'est solidifié à  $-49^{\circ}.5$  sous une pression de 240 atmosphères et à  $+49^{\circ}.5$  sous une pression de 1160 atmosphères. De même, la benzine qui devient solide à  $0^{\circ}$  sous la pression atmosphérique se solidifie, d'après Amagat, à  $+22^{\circ}$  sous une pression de 700 atmosphères.

260. **Regel de la glace.** — L'abaissement du point de fusion de la glace par la pression explique comment deux morceaux de glace bien secs, fortement pressés l'un contre l'autre, peuvent se souder, phénomène auquel on a donné le nom de *regel*. La glace, comprimée au niveau des points de contact des deux fragments pressés, passe à l'état liquide en absorbant de la chaleur; l'eau de fusion se trouve donc à une température inférieure à celle de la glace et se congèle dès que, en coulant dans les interstices des deux fragments, elle est soustraite à l'excès de pression qui a amené sa fusion.

On observe également le phénomène du regel en plaçant à cheval sur un bloc de glace un fil métallique, aux extrémités



duquel on suspend un poids (fig. 159). La glace fond au-dessous du fil qui la comprime, mais l'eau passant au-dessus du fil se congèle, si bien que le fil traverse le bloc de glace, sans que les deux parties cessent d'adhérer.

C'est le phénomène du regel qui explique la plasticité apparente de la glace. Tyndall est parvenu à *mouler la glace* en la comprimant fortement dans des moules de buis. Des amas de glace pilée placés entre les moules représentés ci-contre (fig. 160) et comprimés avec une presse hydraulique forment une lentille absolument transparente, par suite de la fusion de la

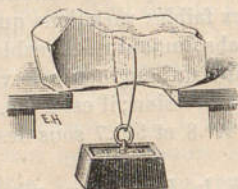


Fig. 159. — Regel de la glace.

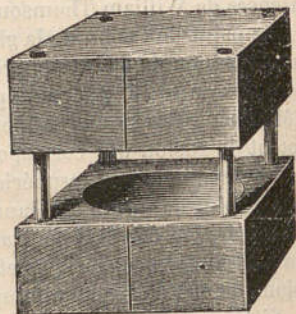


Fig. 160. — Moulage de la glace.

glace aux points où s'est exercée la compression et du regel de l'eau de fusion dans les interstices compris entre les divers fragments.

C'est par un mécanisme analogue qu'il faut, d'après Tyndall, expliquer les déplacements des glaciers.

## II. — Vaporisation et Liquéfaction.

261. **Généralités.** — Les caractères que présentent ces changements d'état diffèrent essentiellement de ceux que nous avons décrits à propos de la fusion et de la solidification. Le passage de l'état solide ou liquide à l'état de vapeur se produit, en effet, entre des limites très étendues de température; en outre, un corps peut exister simultanément à l'état solide ou liquide et à l'état de vapeur, à des températures très différentes. D'autre part, la pression exercée par les vapeurs déjà formées sur les parties du corps non encore vaporisées, peut empêcher la vaporisation de ces parties et imposer ainsi une limite au changement d'état. Quant à la liquéfaction, elle s'effectue, pour un même corps, à des tempé-



ratures très variables et dépend, pour une même température, de la force élastique de la vapeur à liquéfier.

En raison du rôle que joue la vapeur formée dans ces changements d'état, il est nécessaire d'établir d'abord les propriétés générales des vapeurs.

#### A. — ÉTUDE GÉNÉRALE DES VAPEURS.

262. **Formation des vapeurs dans le vide.** — Lorsqu'on introduit, à l'aide d'une pipette recourbée, une petite quantité d'un liquide, eau, alcool, éther, etc., dans un tube barométrique, ce liquide, moins dense que le mercure, monte dans la chambre barométrique et disparaît aussitôt en passant à l'état de vapeur; en même temps le niveau du mercure s'abaisse dans le tube d'une quantité qui mesure la force élastique de la vapeur formée.

En faisant arriver dans la chambre barométrique des quantités de plus en plus grandes du liquide générateur, on constate que, la température demeurant invariable, la force élastique de la vapeur augmente jusqu'à une valeur maxima, qui, pour une température donnée, dépend de la nature du liquide. Cette valeur maxima est atteinte, dans tous les cas, à partir du moment où une portion du liquide introduit dans la chambre barométrique reste à l'état liquide. Lorsqu'il en est ainsi, la chambre contient évidemment la quantité maxima de vapeur qu'elle peut contenir dans les conditions de l'expérience; on dit dans ce cas que cet espace est *saturé* et la vapeur, qui possède alors la *force élastique* ou la *tension maxima* qu'elle peut avoir, est dite *saturante*; les vapeurs sont appelées au contraire *non saturantes* lorsque, n'étant pas en contact avec le liquide générateur, elles ont une force élastique inférieure à la valeur maxima que peut atteindre cette force à la température considérée.

263. **Vapeurs non saturantes.** — Les vapeurs non saturantes obéissent sensiblement aux lois de Mariotte et de Gay-Lussac. On peut s'en assurer facilement, en ce qui concerne la loi de Mariotte, en abaissant ou soulevant un tube barométrique dont la chambre contient une pareille vapeur et qui est placé sur une cuvette profonde. On constate ainsi que la force élastique de la vapeur est en raison inverse du volume qu'elle occupe. Mais, lorsqu'on diminue suffisamment le volume occupé par la vapeur, une partie de celle-ci repasse à l'état liquide et la force élastique atteint la valeur



maxima qui correspond à la température de l'expérience ; la vapeur devient donc saturante. On peut également transformer une vapeur non saturante en vapeur saturante par un abaissement convenable de température.

264. **Vapeurs saturantes.** — a. — *La force élastique d'une vapeur saturante est, pour une température donnée, indépendante du volume occupé par cette vapeur.* Si l'on diminue, en effet, ou si l'on augmente le volume occupé par une vapeur saturante, une partie de cette vapeur repasse à l'état liquide ou une nouvelle quantité de liquide se vaporise à son tour, mais la tension de la vapeur conserve sa valeur maxima aussi longtemps qu'il reste encore du liquide générateur. Si, par une augmentation suffisante du volume, le liquide se vaporise entièrement, la vapeur, qui n'est plus saturante, se comporte comme nous l'avons indiqué ci-dessus.

b. — *A une même température, la force élastique maxima d'une vapeur dépend de la nature du liquide qui l'engendre.* On peut vérifier ce fait en introduisant dans les chambres de divers baromètres divers liquides en excès. On constate ainsi que, à la même température, la dépression de la colonne mercurielle qui mesure la force élastique maxima, est différente dans les divers tubes. Cette tension maxima est, à 0°, de 4<sup>mm</sup>.6 de mercure pour l'eau, de 13 millimètres pour l'alcool et de 183 millimètres pour l'éther. La tension maxima des vapeurs de mercure à 0° est seulement de 0<sup>mm</sup>.02 ; aussi peut-on ne pas en tenir compte dans les mesures barométriques ou manométriques.

La tension maxima des vapeurs émises par des solutions aqueuses de sels dépend de la nature du sel dissous. Cette tension est toujours moindre que la tension maxima de la vapeur d'eau pure à la même température, bien que la vapeur émise par ces solutions soit toujours constituée par de l'eau pure.

En général, lorsqu'on dissout dans un liquide volatil une substance fixe, c'est-à-dire incapable d'émettre des vapeurs appréciables dans les conditions où l'on opère, la tension maxima  $F'$  de la vapeur émise par la solution est inférieure à la tension  $F$  du dissolvant pur à la même température. Raoult a montré que si l'on dissout, dans un même poids d'un même liquide volatil, un même poids, très faible, d'une substance fixe, le rapport  $\frac{F-F'}{F}$ , qu'il appelle *diminution relative de tension de vapeur*, est inversement proportionnel



au poids moléculaire de la substance dissoute. De là un procédé, appelé *tonométrie*, pour déterminer le poids moléculaire des corps.

c. — L'expérience montre que *la force élastique maxima que peut présenter une vapeur croît avec la température*. Si, en effet, on chauffe avec une lampe à alcool un tube barométrique contenant une vapeur saturante en présence d'un assez grand excès de liquide générateur, on voit le niveau du mercure baisser à mesure que l'on chauffe.

Il résulte de cela que si l'on abaisse la température d'une vapeur saturante, une partie de cette vapeur repasse à l'état liquide, de manière que la tension maxima s'abaisse à la valeur qui correspond à la nouvelle température.

265. **Limite des phénomènes de vaporisation et de liquéfaction. Point critique.** — La tension maxima des vapeurs diminuant ou augmentant suivant que la température s'abaisse ou s'élève, il y a lieu de se demander, d'une part, si la vaporisation n'est pas limitée à une certaine température assez basse, d'autre part, s'il n'existe pas une température limite assez élevée à partir de laquelle la liquéfaction d'une vapeur ne peut plus être obtenue.

a. — En ce qui concerne la limite inférieure de la formation des vapeurs, il faut d'abord remarquer que la solidification d'un corps n'est pas toujours un obstacle à sa vaporisation. C'est ainsi que la glace émet des vapeurs dont la force élastique est très appréciable; d'autres corps solides, les corps odorants en particulier, émettent également des vapeurs et un fragment de musc éprouvé, au bout d'un certain temps, une diminution de poids appréciable par suite des vapeurs auxquelles il donne naissance.

Des réactifs chimiques d'une grande sensibilité ont permis à Mergel de reconnaître que le mercure émettait encore des vapeurs à la température de  $-44^{\circ}$ , inférieure à celle de son point de solidification.

D'autre part, certains liquides, les huiles fixes, l'acide sulfurique monohydraté, la glycérine, par exemple, et bon nombre de solides ne paraissent pas émettre de vapeurs à la température ordinaire. Toutefois l'imperfection de nos procédés d'observation ne permet pas en général de s'assurer s'il y a ou non, pour chaque corps, une température au-dessous de laquelle la vaporisation cesse absolument.

Ajoutons que les corps qui n'émettent pas encore de vapeurs sensibles à la température ordinaire en émettent, en général, à une



température assez élevée, à moins qu'ils ne se décomposent à une température inférieure à celle où la tension de leur vapeur deviendrait appréciable.

b. — L'existence d'une limite supérieure à la liquéfaction est plus rigoureusement démontrée, grâce aux travaux de Cagnard de Latour, de Drion et surtout d'Andrews.

Andrews, en particulier, a montré que l'existence simultanée d'un corps à l'état de vapeur et à l'état liquide ou solide n'est possible qu'au-dessous d'une certaine température, variable d'ailleurs avec la nature du corps et qu'il a appelée *température* ou *point critique*; au-dessus de ce point, un corps ne peut exister *manifestement* à l'état liquide, quelque grande que soit la pression à laquelle on le soumet. Lorsque, en effet, on exerce une pression progressivement croissante sur un gaz ou sur une vapeur, à une température un peu inférieure à son point critique, on observe d'abord une diminution de volume régulière quoique un peu plus grande que celle qu'indique la loi de Mariotte; puis, la force élastique du gaz ou de la vapeur devenant à un moment donné égale à la tension maxima qui correspond à cette température, il se produit une diminution brusque de volume, le corps change d'aspect et devient liquide. Si l'on continue à faire croître la pression exercée sur le corps, celui-ci se comprime d'abord plus que les liquides ordinaires, mais sa compressibilité diminue rapidement et devient normale. A partir du moment où la brusque diminution de volume s'est produite, on voit une ligne de séparation bien nette entre le liquide et la vapeur saturante qui le surmonte. La pression pour laquelle se produit la liquéfaction est d'ailleurs d'autant plus élevée et la chute de volume correspondante est d'autant moindre que la température de l'expérience est plus voisine du point critique.

Au-dessus du point critique, on n'observe plus de diminution brusque de volume lorsqu'on fait croître la pression extérieure; sans doute, entre certaines limites de pression, le volume diminue plus rapidement, mais cette variation plus rapide est maintenant graduelle et d'ailleurs d'autant moins apparente que la température de l'expérience est plus élevée au-dessus du point critique. En outre, pour une température suffisamment élevée, la diminution de volume devient absolument régulière et le gaz suit sensiblement la loi de Mariotte.

En résumé il est impossible d'obtenir, au-dessus du point critique, une liquéfaction manifeste. On peut, par une pression suffi-



sante, réduire le gaz ou la vapeur à occuper sensiblement le volume qu'il occuperait s'il était à l'état liquide, mais on n'observe jamais l'aspect caractéristique d'une surface liquide libre.

On ne sait pas encore sûrement sous quel état se trouve un corps lorsqu'il a éprouvé, au-dessus de son point critique, la chute graduelle de volume dont nous venons de parler. Le fait que ce corps ne présente pas l'aspect liquide ne prouve pas que la liquéfaction n'ait pas eu lieu. En effet, à mesure que la température d'un liquide s'élève, sa densité, son coefficient de dilatation, son indice de réfraction, etc., se rapprochent de la densité, du coefficient de dilatation, de l'indice, etc., de sa vapeur saturante à la même température. Au point critique, toute différence entre les constantes spécifiques du liquide et de sa vapeur saturante disparaît; le liquide et sa vapeur se pénètrent réciproquement, se mélangent en toute proportion et l'on conçoit qu'il soit dès lors impossible d'observer entre eux la moindre ligne de démarcation.

Les diverses particularités dont il vient d'être question peuvent facilement être observées en chauffant un tube de verre épais à moitié plein d'acide carbonique liquide et dont l'autre moitié est en conséquence occupée par de l'acide carbonique à l'état de vapeur saturante. Si l'on élève progressivement la température de ce tube jusqu'au delà de  $31^{\circ}.1$ , point critique de l'acide carbonique, on voit le liquide se dilater, sa surface libre perdre sa courbure, devenir indécise et disparaître à  $31^{\circ}.1$ . D'après Cailletet et Collardeau, le tube contiendrait alors, à la partie inférieure, du liquide, et, à la partie supérieure, du gaz, tandis qu'au milieu existerait une série de mélanges en proportions variables de gaz et de liquide; il suffirait d'agiter le tube pour obtenir un mélange homogène. Un léger abaissement de température, en donnant aux constantes spécifiques du liquide et du gaz des valeurs assez différentes, fait alors apparaître des stries mobiles, onduoyant à travers la masse et analogues à celles qui se produisent quand on mélange des liquides de densités différentes; enfin, pour un abaissement convenable de température, la surface libre du liquide reparait brusquement.

Les phénomènes dont il vient d'être question permettent d'attribuer aux mots gaz et vapeur un sens en quelque sorte plus scientifique et plus physiquement distinctif que celui qui consiste à caractériser par ces mots les corps qui sont gazeux à la température ordinaire ou qui ne deviennent gazeux qu'à une température plus ou moins élevée. Un corps, en effet, ainsi que l'a proposé



Andrews, serait appelé gaz ou vapeur, selon qu'il serait à une température supérieure ou inférieure à celle de son point critique, c'est-à-dire suivant que, sans changer la température du moment

où on le considère il serait impossible ou possible de l'amener à l'état liquide par la seule augmentation de la pression extérieure.

L'acide carbonique serait donc vapeur au-dessous de  $31^{\circ}.4$  et gaz au-dessus de cette température; l'éther serait de même vapeur ou gaz suivant qu'on le considérerait à une température inférieure ou supérieure à  $150^{\circ}$ .

#### 266. Force élastique des vapeurs mélangées aux gaz. —

Lorsque l'espace, où la vapeur se forme, renferme déjà un gaz, les lois qui régissent les variations de la force élastique de cette vapeur avec la température et la pression sont identiques à celles que nous avons indiquées plus haut.

Tant que la vapeur n'est pas saturante, elle se comporte comme un gaz, se mélange plus ou moins rapidement au gaz déjà existant, et le mélange obéit à la loi de Dalton (§ 201). Lorsqu'on fait

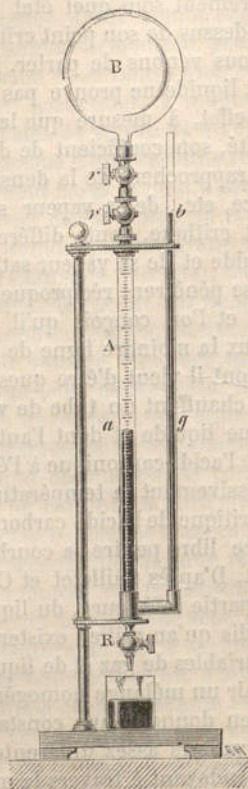
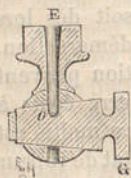


Fig. 161. — Appareil de Gay-Lussac.

varier le volume et la température du mélange, la force élastique totale varie sensiblement suivant les lois de Mariotte et de Gay-Lussac, aussi longtemps que la vapeur n'est pas saturante.

Lorsque la vapeur est saturante, sa force élastique, dans le mélange, est la même que celle qu'elle aurait dans le vide à la même température.

Ces lois, énoncées par Dalton, ont été vérifiées par Gay-Lussac



et plus rigoureusement encore par Regnault. Nous nous bornerons à décrire ici l'appareil de Gay-Lussac.

Cet appareil se compose d'un manomètre à air libre (fig. 161) dont la branche fermée A est munie d'une monture à robinet  $r'$  sur laquelle on peut visser, soit un ballon B, soit un entonnoir E muni d'un robinet à gouttes G représenté à part à gauche de la figure. Le manomètre étant bien sec et rempli de mercure, on visse sur la monture métallique le ballon B qui contient un gaz bien sec, on ouvre les robinets situés entre B et A et l'on fait en même temps écouler du mercure par le robinet R. Une partie du gaz de B ayant ainsi pénétré en A, on ferme R et  $r'$ , on ajoute du mercure dans la branche ouverte  $g$  de façon que le niveau soit le même dans les deux branches et l'on note le volume  $v$  occupé par le gaz en A, sous la pression atmosphérique. On visse alors, à la place du ballon B, l'entonnoir E plein d'un liquide volatil. Grâce à sa forme, le robinet G permet d'introduire à chaque tour dans l'espace A, si le robinet  $r'$  est ouvert, une goutte de liquide qui se vaporise et dont les vapeurs font baisser le niveau du mercure. Lorsqu'on a ainsi introduit en A assez de liquide pour saturer cet espace, on verse du mercure dans la branche ouverte  $g$  de façon à ramener le mélange de gaz et de vapeur à occuper le volume primitif  $v$  du gaz. La différence des niveaux  $b$  et  $a$  du mercure dans les deux branches représente alors l'excès de la force élastique du mélange sur la force élastique primitive du gaz ou, d'après la loi de Dalton, puisque le volume  $v$  n'a pas varié, la force élastique de la vapeur. L'expérience montre que cette force élastique est, dans tous les cas, égale à la tension maxima de la même vapeur dans le vide à la température de l'expérience.

Il résulte de là que, si l'on augmente ou si l'on diminue le volume occupé par un gaz saturé de vapeur en présence du liquide générateur, la température restant constante, le gaz seul suit la loi de Mariotte ; quant à la force élastique de la vapeur, elle reste constante par suite d'une condensation d'une partie de cette vapeur ou de la vaporisation d'une partie du liquide en excès.

Ajoutons que toutefois la vaporisation est moins rapide dans un espace contenant déjà un gaz que dans le vide.

**267. Force élastique d'un mélange de vapeurs.** — Si aucune des vapeurs n'est saturante, le mélange est exactement assimilable à un mélange de gaz.

Dans le cas, au contraire, où chaque vapeur est saturante, si les



liquides n'ont pas d'action chimique ou dissolvante l'un sur l'autre, la force élastique du mélange des vapeurs est égale à la somme des tensions maxima de chaque vapeur considérée seule à la température du mélange.

Lorsque les liquides générateurs peuvent se dissoudre, la force élastique maxima du mélange des vapeurs est inférieure à la somme des forces élastiques maxima de chaque vapeur à la même température et souvent même à la force élastique maxima du liquide le plus volatil.

268. Force élastique d'une vapeur saturante dans une enceinte dont la température n'est pas homogène. Principe de la paroi

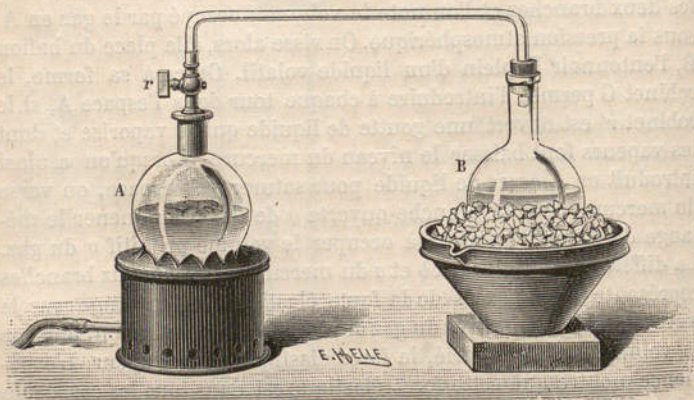


Fig. 162. — Principe de la paroi froide.

**froide ou principe de Watt.** — Si, contrairement à ce que nous avons supposé dans ce qui précède, la température d'une enceinte AB (fig. 162) contenant un liquide en excès n'est pas la même en tous les points, l'équilibre ne sera possible que lorsque la force élastique de la vapeur sera égale à la tension maxima  $F$  que possède cette vapeur à la température  $t$  de la partie la plus froide B de l'enceinte.

La force élastique, en effet, doit être la même en tous les points de l'espace qui contient la vapeur ; or, si cette tension est supérieure à la tension maxima  $F$  qui correspond à la température la plus basse  $t$ , il y aura condensation de vapeur dans la région B où existe cette température  $t$  et par suite diminution générale de la



force élastique, ce qui déterminera la vaporisation d'une nouvelle quantité du liquide générateur en A. Il en sera ainsi jusqu'au moment où tout le liquide en excès sera venu se condenser dans la région froide de l'enceinte et où la force élastique sera ainsi réduite à F.

Tel est le *principe de la paroi froide* énoncé d'abord par Watt, et appliqué par lui au *condenseur* des machines à vapeur.

La *distillation* est une application de ce même principe.

269. **Mesure des tensions maxima.** — La connaissance des tensions maxima des vapeurs et en particulier de la vapeur d'eau aux diverses températures est d'une haute importance en Physique ; aussi a-t-on imaginé des méthodes permettant d'effectuer la mesure exacte de ces tensions.

*Mesure des tensions maxima entre 0° et 100°.*

— La méthode employée par Dalton pour effectuer cette mesure consiste simplement à mesurer, à diverses températures, la différence des hauteurs du mercure dans un baromètre ordinaire B (fig. 163) et dans un baromètre B' contenant un excès du liquide générateur, différence qui doit ensuite être réduite à 0°. Dalton plaçait les deux baromètres côte à côte sur une cuve à mercure R et les entourait d'un manchon M contenant de l'eau dont il élevait progressivement la température.

Pour que la température soit homogène dans tout le manchon, il serait nécessaire d'agiter constamment la colonne d'eau ; comme d'ailleurs cette agitation fait osciller les colonnes mercurielles, on doit cesser d'agiter un peu avant les lectures et il y a toujours dès lors une certaine indécision sur la température de la vapeur. De plus la différence de hauteur des deux colonnes ne peut être déterminée avec beaucoup d'exactitude à travers les parois irrégulières du manchon.

Regnault, pour éliminer ces causes d'erreur, a modifié la dispo-

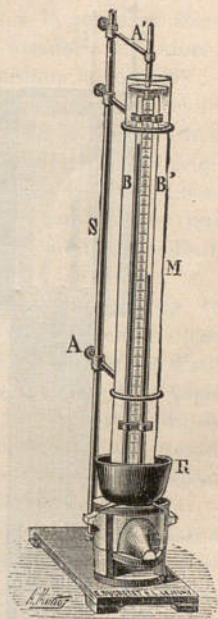


Fig. 163. — Appareil de Dalton pour mesurer les tensions maxima des vapeurs.



sition imaginée par Dalton. Les parties supérieures des deux baromètres sont seules placées dans une cuve en tôle pleine d'eau (fig. 164), que l'on peut dès lors agiter constamment à l'aide de l'agitateur AA', et l'on chauffe l'eau avec une lampe à alcool. La face antérieure de la cuve est en outre constituée par une glace en deux faces parallèles, à travers laquelle

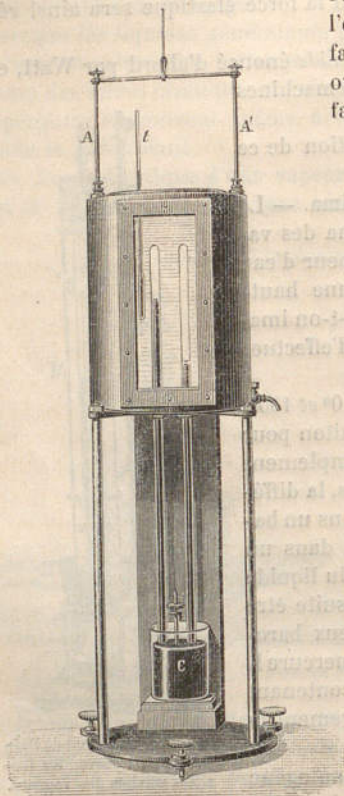


Fig. 164. — Appareil de Regnault.

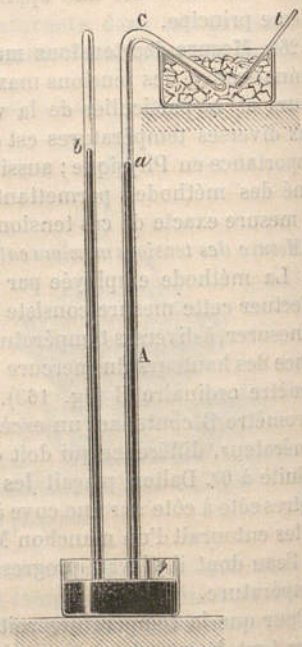


Fig. 165. — Appareil de Gay-Lussac pour mesurer les tensions maxima des vapeurs au-dessous de 0°.

on peut mesurer au cathétomètre la différence des niveaux du mercure.

Regnault tint compte en outre des erreurs de réfraction, qu'il déterminait par des expériences préalables, de la pression exercée par la couche de liquide générateur qui surmontait le mercure de

l'un des baromètres, et des dépressions capillaires qui se produisaient dans chacun des tubes.

Avec les appareils de Dalton et de Regnault, que nous venons de décrire, les déterminations sont limitées, soit par la température d'ébullition du liquide qui entoure les tubes barométriques, soit par la température d'ébullition du liquide qui fournit les vapeurs; à la température d'ébullition, en effet, la force élastique maxima est, pour tout liquide, égale à la pression atmosphérique du moment et le niveau du mercure est alors le même dans le tube qui contient la vapeur et dans la cuvette.

Nous dirons plus loin comment Regnault a pu mesurer les tensions maxima aux températures supérieures à la température à laquelle bout le liquide générateur sous la pression atmosphérique.

*Mesure des tensions maxima au-dessous de 0°.* — Gay-Lussac, qui entreprit les premières déterminations de tensions maxima à des températures inférieures à 0°, appliqua à la méthode de Dalton le principe de la paroi froide.

L'extrémité supérieure du baromètre à vapeur AC (fig. 165) est, à cet effet, recourbée et plonge dans un vase contenant un mélange réfrigérant. Le liquide introduit dans ce baromètre distille ainsi dans la partie refroidie (§ 268) et la tension finale de la vapeur est la tension maxima qui correspond à la température  $t$  du mélange réfrigérant. La différence des niveaux  $a$  et  $b$  du mercure dans le baromètre ordinaire et dans le baromètre à vapeur donne, après réduction à 0°, la valeur de cette tension.

*Mesure des tensions maxima supérieures à la pression atmosphérique.* — La mesure des tensions maxima des vapeurs aux températures élevées a été effectuée, pour la vapeur d'eau, par Dulong et Arago, à l'aide d'une méthode qui ne donnait que des résultats approximatifs. Regnault employa plus tard un procédé susceptible de plus de précision et qui repose sur cette loi, relative à l'ébullition des liquides et sur laquelle nous reviendrons plus loin : *Un liquide bout à la température pour laquelle la tension maxima de sa vapeur est égale à la pression qui s'exerce sur sa surface libre.*

Il suffit, d'après cela, de faire bouillir un liquide sous des pressions différentes et de noter chaque fois, au moment où l'ébullition se produit, la température  $t$  et la pression  $H$ ; cette pression est la tension maxima de la vapeur à la température  $t$ . Regnault plaçait le liquide à vaporiser dans une chaudière P (fig. 166), communiquant avec un réservoir A par un tube entouré d'un manchon R



dans lequel circulait un courant d'eau froide; ce tube était du reste incliné de façon que les vapeurs qui s'y condensaient retombassent dans la chaudière. Le réservoir A était en relation, par le tube à robinet BC, avec une pompe qui permettait, en comprimant de l'air à l'intérieur, d'exercer sur le liquide de la chaudière des pressions variables, et, par un second tube, avec un manomètre à air libre M, qui servait à mesurer la pression sous laquelle l'ébullition

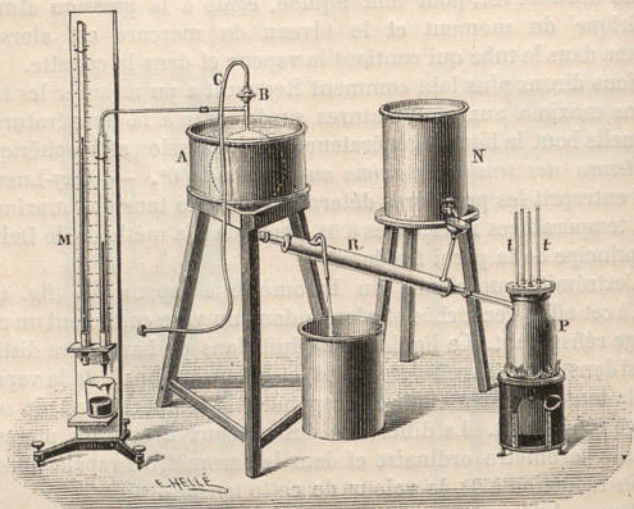


Fig. 166. — Appareil de Regnault pour mesurer les tensions maxima des vapeurs.

avait lieu. Le réservoir A était d'ailleurs environné d'une grande masse d'eau froide, qui maintenait constante la température et par suite la pression de l'air intérieur. Des thermomètres *t t*, traversant le couvercle de la chaudière, plongeaient dans la vapeur, dont ils faisaient connaître la température. Il suffisait dès lors de noter l'indication de ces thermomètres et celle du manomètre au moment de l'ébullition.

En remplaçant la pompe par une machine pneumatique, et raréfiant l'air intérieur au lieu de le comprimer, on pouvait, avec le même appareil, déterminer la tension maxima de la vapeur d'un liquide à des températures inférieures au point normal d'ébullition de ce liquide sous la pression atmosphérique.

Nous donnons ci-dessous, d'après les déterminations de Regnault,

les tensions maxima de la vapeur d'eau de 10 en 10 degrés, entre  $-30^{\circ}$  et  $+100^{\circ}$ .

Température.	Force élastique en millimètres.	Température.	Force élastique en millimètres.
$-30^{\circ}$	0.39	$40^{\circ}$	54.91
$-20^{\circ}$	0.93	$50^{\circ}$	91.98
$-10^{\circ}$	2.09	$60^{\circ}$	148.79
$0^{\circ}$	4.60	$70^{\circ}$	233.03
$+10^{\circ}$	9.16	$80^{\circ}$	334.64
$20^{\circ}$	17.39	$90^{\circ}$	525.45
$30^{\circ}$	31.58	$100^{\circ}$	760.00

A  $100^{\circ}$ , la force élastique de la vapeur d'eau est donc de 1 atmosphère; elle est de 2 atmosphères à  $121^{\circ}$ , de 5 à  $153^{\circ}$ , de 20 à  $215^{\circ}$ .

#### B. — ÉVAPORATION ET ÉBULLITION.

270. **Différents modes de vaporisation.** — La vaporisation peut se produire de deux façons, en apparence bien différentes. Tantôt c'est la surface seule du corps qui émet des vapeurs, et l'on désigne alors le phénomène sous le nom d'*évaporation*, si le générateur de vapeur est un liquide, et de *volatilisation*, si les vapeurs proviennent directement d'un solide; tantôt les vapeurs prennent naissance dans le sein même d'une masse liquide et forment des bulles qui traversent le liquide pour venir crever à sa surface; on dit alors qu'il y a *ébullition*.

271. **Évaporation.** — Ce que nous avons dit relativement au rôle de la tension maxima des vapeurs dans la vaporisation s'applique évidemment à l'évaporation. Dans un espace clos, l'évaporation continuera donc jusqu'à ce que l'espace soit saturé; à l'air libre, le générateur s'évaporerait indéfiniment, car sa vapeur, en diffusant dans l'énorme masse de l'atmosphère, ne peut y acquérir une tension de vapeur sensible. L'eau seule fait en quelque sorte exception à cette règle, par suite de l'existence de grandes masses de ce liquide en toutes les régions de la terre.

272. **Vitesse d'évaporation.** — Toute cause qui agit pour augmenter la tension de vapeur et pour empêcher ou retarder la saturation de l'atmosphère ambiante favorise l'évaporation.

Ainsi, pour un même liquide, l'évaporation sera d'autant plus rapide que la température du liquide et celle de l'atmosphère qui le surmonte seront plus élevées, et que la force élastique de la vapeur de ce liquide dans l'atmosphère sera moindre. D'après Dalton,



la vitesse d'évaporation est proportionnelle à la différence entre la force élastique maxima  $F$  de la vapeur à la température du liquide et la force élastique  $f$  de cette vapeur dans l'atmosphère. Mais cette loi n'est approximativement exacte que dans le cas où la différence  $F - f$  est petite.

On comprend de même que l'agitation de l'air active l'évaporation en renouvelant les couches qui tendent à se saturer au contact du liquide; un linge mouillé sèche plus vite, en effet, quand l'air est agité.

À la même température  $t$  et dans les mêmes conditions, la vitesse d'évaporation est d'autant plus grande que la tension maxima, à la température  $t$ , du liquide considéré est elle-même plus grande; c'est ainsi que, dans l'air sec, et à la même température, l'éther s'évapore plus vite que l'eau.

La vitesse d'évaporation est, en outre, évidemment proportionnelle à l'étendue de la surface libre du générateur, puisque c'est à la surface seule de ce corps que les vapeurs se forment; c'est la raison pour laquelle, lorsqu'on veut extraire le chlorure de sodium de l'eau de mer, on étend cette eau en couche mince (marais salants).

Enfin, la pression exercée sur le liquide influe également sur la vitesse d'évaporation. Nous avons déjà vu, en effet, qu'un liquide se transformait instantanément en vapeur dans le vide, mais que la transformation était beaucoup plus lente en présence d'un gaz exerçant une pression sur le liquide, fait qui s'explique par la difficulté plus grande qu'éprouvent les vapeurs pour se loger dans l'atmosphère ambiante. La vitesse d'évaporation est, entre certaines limites, inversement proportionnelle à la valeur de la pression extérieure.

En résumé, la quantité  $p$  d'un liquide évaporé pendant l'unité de temps peut sensiblement être exprimée par la formule :

$$p = \frac{KS(F - f)}{H}$$

dans laquelle  $S$  représente la surface libre du liquide,  $F$  la tension maxima de sa vapeur à la température de l'expérience,  $f$  la force élastique que possède la même vapeur dans l'atmosphère ambiante,  $H$  la pression supportée par la surface libre et  $K$  une constante qui dépend de la nature du liquide et des autres conditions de l'expérience.



273. **Ébullition.** — Lorsqu'on élève progressivement la température d'un liquide contenu dans un vase ouvert, on voit, à un moment donné, apparaître sur les parois du vase, au niveau des points directement chauffés, de petites bulles gazeuses qui grossissent, se détachent, s'élèvent et disparaissent avant d'atteindre la surface; ce sont des bulles de vapeur qui, formées dans les parties les plus chaudes, contre la paroi, se condensent lorsqu'elles rencontrent des couches liquides dont la température est moins élevée. Si l'on continue alors à élever la température, les bulles ne disparaissent bientôt plus dans le liquide, mais s'élèvent dans toute sa masse pour venir crever à la surface qu'elles agitent d'un mouvement tumultueux; c'est l'ébullition.

274. **Lois de l'ébullition normale.** — Ces lois, déterminées par l'expérience, sont les suivantes :

*Première loi.* — Un liquide entre normalement en ébullition à la température pour laquelle la tension maxima de sa vapeur est égale à la pression qu'il supporte.

Cette température porte le nom de *point normal d'ébullition* lorsque la pression supportée par le liquide est égale à 1 atmosphère. La tension maxima de la vapeur d'éther étant égale à 1 atmosphère à 35°.5, cette température est donc le point normal d'ébullition de l'éther; ce point normal d'ébullition est, pour l'alcool absolu, 78°.3, pour l'eau, 100°, pour le mercure, 330°.

*Deuxième loi.* — Pendant toute la durée de l'ébullition, la température du liquide reste constante, si sa composition reste invariable. La chaleur communiquée au corps sert alors uniquement à produire le changement d'état.

275. **Influence de la pression sur la température d'ébullition.** — La température d'ébullition dépend de la pression supportée par le liquide; cette température est d'autant plus faible que la pression est moindre.

L'eau, par exemple, bout à 100° sous une pression de 760 millimètres de mercure, à 85° lorsque la pression n'est que de 433 millimètres (sommet du Mont Blanc), à 30° lorsque la pression extérieure

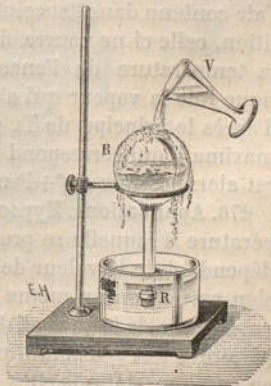


Fig. 167. — Expérience de Franklin.



s'abaisse à  $17^{\text{mm}}.3$  de mercure, à  $0^{\circ}$  lorsque cette pression n'est plus que de  $4^{\text{mm}}.6$ .

Ces variations de la température d'ébullition de l'eau peuvent être facilement constatées par l'expérience suivante due à Franklin. On fait bouillir de l'eau dans un ballon à long col, puis, lorsque la vapeur formée a chassé la majeure partie de l'air intérieur, on bouche soigneusement le ballon, on le renverse, et, pour éviter toute rentrée d'air, on plonge son orifice dans un vase R (fig. 167) contenant de l'eau. Si l'on verse alors de l'eau froide sur la panse B du ballon, de façon à condenser partiellement les vapeurs intérieures, la pression qui s'exerce sur la surface libre du liquide devient moindre que la pression atmosphérique, et l'ébullition, un moment interrompue, reprend, bien que la température de l'eau se soit abaissée au-dessous de  $100^{\circ}$ .

On peut de même élever le point d'ébullition d'un liquide en augmentant la pression qui s'exerce à sa surface.

Dans une enceinte close, l'ébullition d'un liquide est impossible si la température de l'enceinte est homogène. En effet, l'air contenu dans l'enceinte étant toujours saturé de vapeur, la pression supportée par le liquide sera, pour chaque température, supérieure à la tension maxima correspondante de sa vapeur, puisque cette pression sera égale à cette tension F augmentée de la pression P de l'air contenu dans l'enceinte; en vertu de la première loi de l'ébullition, celle-ci ne pourra donc pas se produire. Mais dans le cas où la température de l'enceinte n'est pas homogène, la force élastique  $f$  de la vapeur qui s'ajoute à la force élastique P de l'air peut, d'après le principe de la paroi froide, être inférieure à la tension maxima F qui correspond à la température du liquide; l'ébullition est alors possible si  $f+P$  n'est pas supérieur à F.

**276. Applications. Hypsomètres. Autoclaves, etc.** — *a.* — La température à laquelle se produit l'ébullition d'un liquide à l'air libre dépendant de la valeur de la pression atmosphérique et cette pression variant en un même lieu avec l'altitude, on conçoit qu'il soit possible de déduire la distance verticale de deux stations des températures  $t$  et  $t'$  d'ébullition d'un même liquide, l'eau par exemple, en ces deux stations. Des tables dressées par Rossetti donnent la tension maxima de la vapeur d'eau, de dixième en dixième de degré, entre  $83^{\circ}$  et  $100^{\circ}$ ; il suffira dès lors de chercher dans ces tables les tensions correspondant aux températures d'ébullition observées, pour connaître les valeurs de la pression atmosphérique en chacune des stations et pouvoir en déduire (§ 165) la distance



verticale cherchée. On peut aussi déduire directement cette distance de la formule suivante :

$$h = 294(t - t')$$

proposée par Forbes, formule qui, d'après Soret, ne donne jamais des erreurs plus grandes que 25<sup>m</sup>, tant que la hauteur à mesurer ne dépasse pas 3000<sup>m</sup>.

On se sert, pour l'évaluation de  $t$  et de  $t'$ , du petit appareil représenté ci-contre (fig. 168), qui a reçu le nom d'*hypsomètre*. Le thermomètre à mercure  $t$  de l'instrument n'indique les températures qu'entre 80° et 100°; ce thermomètre,

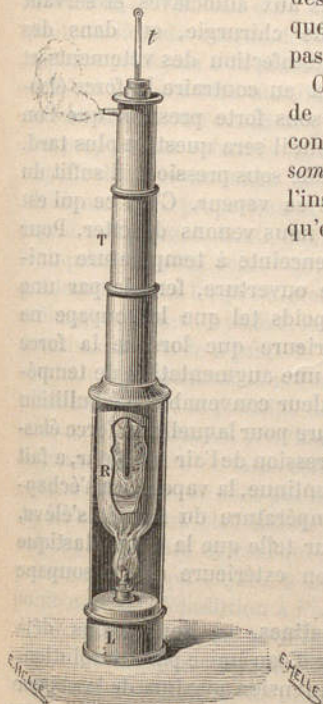


Fig. 168. — Hypsomètre.

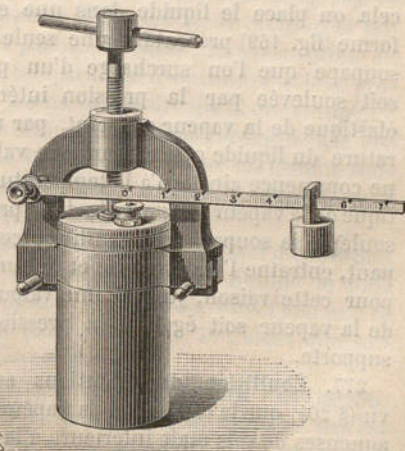


Fig. 169. — Marmite de Papin.

très sensible, est divisé en fractions de degré, ce qui permet d'évaluer les températures avec une grande précision.

b. — L'ébullition d'un liquide, de l'eau en général, sous de très fortes pressions est fréquemment utilisée dans la pratique, soit en vue de la température élevée que l'on peut ainsi obtenir, soit à cause de la grande force élastique des vapeurs que le liquide émet dans ces conditions. C'est l'élévation de température que l'on



utilise dans les autoclaves, véritables marmites de Papin (fig. 169), employées en Chimie et dans l'Industrie pour augmenter l'action dissolvante des liquides et favoriser certaines réactions, pour extraire la gélatine des os, par exemple. C'est encore l'élévation de température que l'on utilise, pour détruire les microorganismes, dans des appareils analogues aux autoclaves et servant à la désinfection des instruments de chirurgie, ou dans des étuves sous pression destinées à la désinfection des vêtements et des objets de literie contaminés. C'est au contraire la force élastique de la vapeur d'eau bouillant sous forte pression que l'on utilise dans les machines à vapeur, dont il sera question plus tard.

Pour produire l'ébullition d'un liquide sous pression, il suffit du reste d'utiliser la force élastique de sa vapeur. C'est ce qui est réalisé dans les divers appareils que nous venons de citer. Pour cela on place le liquide dans une enceinte à température uniforme (fig. 169) présentant une seule ouverture, fermée par une soupape que l'on surcharge d'un poids tel que la soupape ne soit soulevée par la pression intérieure que lorsque la force élastique de la vapeur a atteint, par une augmentation de température du liquide générateur, une valeur convenable. L'ébullition ne commence ainsi qu'à la température pour laquelle la force élastique de la vapeur, augmentée de la pression de l'air intérieur, a fait soulever la soupape. Si l'ébullition continue, la vapeur, en s'échappant, entraîne l'air avec elle et la température du liquide s'élève, pour cette raison, jusqu'à une valeur telle que la force élastique de la vapeur soit égale à la pression extérieure que la soupape supporte.

277. **Ébullition des solutions salines.** — Nous avons déjà vu (§ 264) que la tension de la vapeur d'eau émise par les solutions aqueuses de sels était inférieure à la tension maxima de la vapeur émise par l'eau pure à la même température. Comme d'autre part la tension de la vapeur formée doit, au moment de l'ébullition, d'après la première loi du paragraphe 274, être égale à la pression supportée par le liquide, on conçoit que le point d'ébullition des solutions salines soit, pour une même pression extérieure, plus élevé que le point d'ébullition de l'eau distillée. La différence dépend d'ailleurs, pour une même proportion de sel, de la nature de ce sel, et augmenté à mesure que la solution est plus concentrée.

La vapeur émise par la solution est de la vapeur d'eau pure; par suite, à une certaine distance de la surface du liquide, la vapeur,



soustraite à l'influence thermique de celui-ci, prend la température d'ébullition de l'eau correspondant à la valeur de la pression extérieure. Cette particularité est utilisée dans la détermination du point 100 du thermomètre.

**278. Ébullition des mélanges liquides.** — Dans les conditions normales, l'ébullition d'un mélange de liquides se produit, comme pour un liquide unique, lorsque la force élastique du mélange des vapeurs est égale à la pression supportée par le liquide.

Si les liquides sont miscibles, le point d'ébullition est en général intermédiaire entre ceux des liquides mélangés et dépend en outre des proportions relatives de ces liquides. La proportion de chaque vapeur dans le mélange de vapeurs dues à l'ébullition dépend d'ailleurs de la proportion et du point d'ébullition de chacun des liquides mélangés. Aussi, quand on distille un pareil mélange, est-ce le liquide le plus volatil qui passe d'abord à la distillation et qui prédomine dans les premières parties distillées ; la constitution du mélange variant de ce fait, la température d'ébullition s'élève progressivement et le liquide le moins volatil distille abondamment à son tour et prédomine dans les dernières portions recueillies à la distillation. Tel est le principe de la méthode connue en Chimie sous le nom de *distillation fractionnée* et utilisée pour la séparation et la purification de certains corps.

Si les liquides ne sont pas miscibles, le point normal d'ébullition du mélange peut être moins élevé que celui du liquide le plus volatil. Le sulfure de carbone, par exemple, bout, sous l'eau et à la pression atmosphérique, à la température de 43°, alors que son point normal d'ébullition à l'air est de 48°.

**279. Mécanisme de la formation des bulles dans l'ébullition.**

— Ce mécanisme, indiqué d'abord par de Luc et confirmé par les expériences de Donny, de Dufour, et en particulier de Gernez, est le suivant.

Les bulles, dont la formation caractérise l'ébullition, ne se développent qu'aux points (situés surtout contre les parois) où existe préalablement une petite bulle de gaz, d'air par exemple. C'est dans cette atmosphère très limitée que les vapeurs se forment et provoquent l'accroissement du volume de la petite bulle primitive ; celle-ci, devenue assez grosse, se subdivise en deux parties, dont l'une s'élève à travers le liquide et vient crever à la surface, tandis que l'autre, qui contient encore une partie de l'air initial, reste attachée à la paroi où elle grossit de nouveau par



formation nouvelle de vapeur, se subdivise à son tour et ainsi de suite.

Cette explication de la formation des bulles est confirmée de plusieurs manières par l'expérience.

*a.* — On constate, en effet, que pendant l'ébullition les bulles de vapeur qui s'élèvent dans la masse liquide se forment toujours aux mêmes points du vase.

*b.* — On peut constater la présence de l'air dans les bulles de vapeur d'un liquide porté à l'ébullition. A cet effet, Gernez reçoit les bulles dans une petite cloche *v* (fig. 170), préalablement privée d'air, fixée à l'extrémité d'une baguette de verre *t*, et disposée comme l'indique la figure. Quand on cesse de chauffer, que l'ébul-



Fig. 170. — Expérience de Gernez.

lition est arrêtée et que la température s'est suffisamment abaissée pour déterminer la condensation des vapeurs recueillies dans la petite cloche, on aperçoit au sommet de cette cloche une petite bulle d'air.

*c.* — Lorsque la quantité d'air libre qui se trouve dans les liquides en expérience est insuffisante, l'ébullition est retardée et ne commence qu'à une température supérieure à celle pour laquelle la tension maxima de la vapeur du liquide est égale à la pression extérieure. On dit alors que le liquide est *surchauffé*. Le retard de l'ébullition, qui est d'ailleurs d'autant plus considérable que la quantité d'air libre est moindre, disparaît si l'on fait arriver de l'air dans le liquide surchauffé, en y introduisant par exemple un corps poreux, ou si l'on provoque, au moyen de l'électrolyse, un dégagement de gaz au sein de sa masse. De même, quand on fait bouillir



pendant longtemps un liquide dans un même vase, le point d'ébullition finit par s'élever légèrement parce que la majeure partie de l'air retenu par les parois du vase a été entraîné par les bulles de vapeur.

De même encore, l'ébullition de l'eau se produit à une température plus élevée dans un vase en verre que dans un vase en métal ou dans un vase en terre, parce que le verre retient une moindre quantité d'air à sa surface que le métal et surtout que la terre.

Dans les vases en verre, le retard de l'ébullition est surtout marqué lorsque, par des lavages convenables, on a débarrassé les parois de l'air qu'elles retenaient. Donny a pu, en effet, porter de l'eau jusqu'à 137° sans provoquer l'ébullition, alors que la pression supportée par la surface libre n'était que de 20<sup>mm</sup> de mercure environ. Pour obtenir ce résultat, l'eau était placée dans un tube analogue au marteau d'eau, dont les parois intérieures avaient été préalablement lavées à l'alcool, à l'éther et à l'acide sulfurique ; on achevait de chasser l'air par une longue ébullition, puis on scellait le tube à la lampe. Lorsqu'on chauffait alors l'extrémité du tube qui contenait l'eau, l'autre extrémité restant sensiblement à la température ambiante, on observait le retard que nous avons signalé ; à 137° il se produisait en général, au sein du liquide, une énorme bulle de vapeur, le liquide était brusquement projeté dans le tube et celui-ci se brisait parfois.

d. — En projetant des gouttes d'eau dans des liquides de même densité avec lesquels l'eau n'était pas miscible et supprimant par cet artifice les parois solides qui retiennent toujours de l'air, de Luc d'abord, Dufour ensuite ont pu élever la température jusqu'à 140° (de Luc), 178° et même 200° (Dufour), sans observer d'ébullition sous la pression atmosphérique.

Le phénomène de l'ébullition n'est donc pas constant comme celui de la fusion ; on doit le regarder, ainsi que le fait remarquer Dufour, non pas comme nécessaire mais comme « pouvant se produire seulement à partir d'une température minima qui est celle où la force élastique de la vapeur fait équilibre à la pression extérieure. En d'autres termes, l'ébullition est possible à partir d'une certaine température, mais elle se produit en réalité à des températures variables, égales ou supérieures à celle-là, suivant les conditions dans lesquelles le liquide est placé. »

280. **Caléfaction.** — Si l'on projette une goutte d'eau sur une



plaque métallique chauffée au rouge, la goutte d'eau prend l'état sphéroïdal, c'est-à-dire affecte la forme d'un globule qui roule et tourne sur lui-même et qui, au lieu de disparaître rapidement par ébullition, ne se vaporise que lentement. Ce phénomène, qui a été désigné par Boutigny sous le nom de *caléfaction*, ne se produit que si la température de la plaque est suffisamment élevée au-dessus du point d'ébullition du liquide. Si on laisse, en effet, la plaque se refroidir progressivement, on voit bientôt la goutte s'étaler sur la plaque, entrer immédiatement en ébullition et disparaître.

Le liquide, lorsqu'il est à l'état sphéroïdal, n'est pas en contact

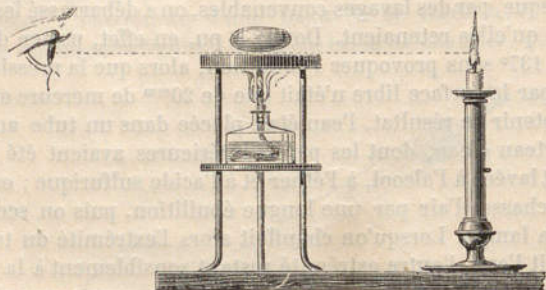


Fig. 171. — Caléfaction.

avec la plaque, ainsi que l'on peut s'en assurer, soit en constatant qu'un courant électrique ne peut pas passer de la goutte à la plaque qui la supporte, soit en employant une plaque percée de trous à travers lesquels le liquide ne s'écoule pas au moment de la caléfaction, soit encore en réalisant l'expérience sur une plaque bien plane (fig. 171) et constatant que l'œil peut voir une source lumineuse par le petit intervalle qui existe entre la plaque et le liquide.

D'autre part, la température du liquide caléfié est inférieure à sa température d'ébullition, comme l'a démontré Boutan en plongeant la boule d'un thermomètre dans le globule liquide. On peut encore montrer la réalité de ce fait d'une façon élégante, en projetant dans un creuset de platine porté au rouge de l'anhydride sulfureux liquide; celui-ci se caléfie et sa température reste au-dessous de son point d'ébullition qui est de  $-40^{\circ}$ ; aussi une petite quantité d'eau introduite dans l'anhydride se congèle-t-elle au centre du creuset rouge.



A la température où ils se caléfient, les liquides caléfiés ne mouillent donc pas la plaque métallique et roulent sur elle comme un globule de mercure sur le verre. D'autre part, la force élastique des vapeurs émises par le liquide intervient pour assurer la suspension du globule.

La température relativement basse du liquide s'explique d'ailleurs par l'absence de contact entre le globule et la plaque et par l'évaporation dont ce globule est le siège. Le contact n'existant pas, le globule ne peut en effet s'échauffer que par rayonnement (§ 296); il n'absorbe dès lors qu'une faible proportion des radiations rayonnées par la plaque, ainsi que nous le verrons dans l'étude de la chaleur rayonnante, et son échauffement est en conséquence très lent; en outre l'évaporation détermine, comme nous le montrerons bientôt, un abaissement de la température du liquide.

C'est par la caléfaction des liquides que l'on rend compte de l'incombustibilité momentanée des tissus vivants. On sait, en effet, que certaines personnes peuvent impunément plonger la main dans du plomb fondu ou toucher de la fonte en fusion; l'absence de brûlures est due dans ce cas à l'humidité qui recouvre les tissus, et qui, en présence du plomb ou de la fonte, dont la température est très élevée, passe à l'état de caléfaction et empêche le contact direct des tissus et du corps chaud.

C'est d'une façon analogue que s'explique l'absence de brûlures constatée à la suite de la projection dans l'œil de gouttelettes de plomb fondu.

La caléfaction permet également de rendre compte des explosions qui se produisent quelquefois dans les chaudières au moment où celles-ci se refroidissent. Les parois de ces chaudières se sont en effet recouvertes à la longue d'un dépôt calcaire mauvais conducteur de la chaleur, grâce auquel ces parois peuvent être portées au rouge malgré la présence du liquide intérieur. Si des fragments de ce dépôt viennent à se détacher, l'eau se trouvant en présence d'un métal au rouge se caléfie; mais la caléfaction cesse lorsque la chaudière se refroidit, et il se produit alors brusquement un dégagement de vapeur qui peut être assez considérable pour déterminer une explosion.

281. **Froid produit par la vaporisation.** — Le passage de l'état solide ou liquide à l'état de vapeur s'accompagne, comme le passage de l'état solide à l'état liquide, d'une absorption de chaleur; la cause de cette absorption réside encore, ainsi que nous le



verrons plus tard, dans le travail moléculaire qui aboutit à la formation des vapeurs.

C'est par suite de cette absorption de chaleur que la température d'un liquide reste constante pendant toute la durée de l'ébullition, la chaleur communiquée au liquide étant alors toute entière employée à la production du travail moléculaire intérieur.

Quand on oblige un corps à passer à l'état de vapeur sans lui fournir directement la quantité de chaleur nécessaire à son changement d'état, il emprunte cette chaleur à lui-même et aux corps avec lesquels il est en contact ; il résulte de là pour ces corps un

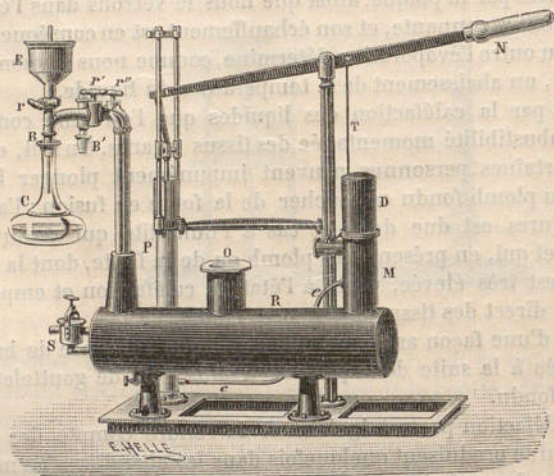


Fig. 172. — Machine de E. Carré.

abaissement de température qui, toutes choses égales d'ailleurs, est d'autant plus grand que l'évaporation est plus rapide et qui peut, dans certains cas, être considérable.

Il est facile de montrer cet abaissement de température, en entourant, par exemple, de ouate imbibée d'éther un tube à essai plein d'eau. L'évaporation de l'éther abaisse rapidement la température de l'eau, qui peut même être congelée si l'on active l'évaporation de l'éther à l'aide d'un puissant courant d'air.

La congélation de l'eau peut d'ailleurs être obtenue, comme l'a montré Leslie, grâce au froid dû à l'évaporation de l'eau elle-même ; il suffit pour cela de produire cette évaporation sous la

cloche de la machine pneumatique et d'absorber par de l'acide sulfurique, au fur et à mesure de leur formation, les vapeurs dont la tension serait, sans cette précaution, bientôt suffisante pour arrêter l'évaporation.

L'appareil de E. Carré (fig. 172), fréquemment utilisé dans la pratique pour congeler l'eau dans des carafes, est basé sur l'expérience de Leslie. Cet appareil consiste essentiellement en une machine pneumatique spéciale (machine Carré) qui fait le vide dans

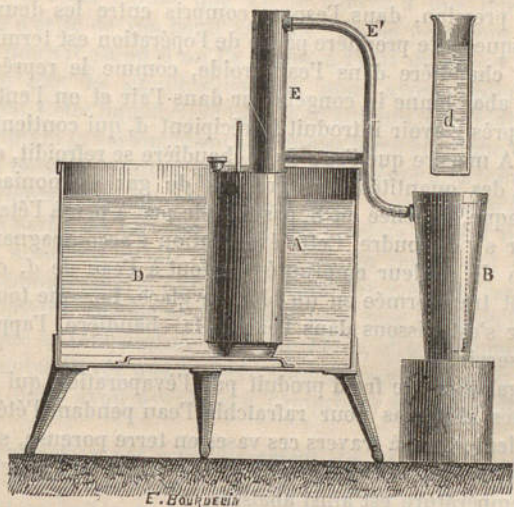


Fig. 173. — Machine de F. Carré.

une carafe C contenant l'eau à congeler. L'air aspiré passe, avant d'arriver dans le corps de pompe P, à travers un cylindre R doublé de plomb et contenant de l'acide sulfurique, dont un agitateur, actionné par la tige T, mélange les couches à chaque coup de piston et qui absorbe la vapeur d'eau formée. L'eau de la carafe entre bientôt en ébullition puis se congèle.

L'abaissement de température résultant de l'évaporation de certains liquides est utilisé pour la fabrication industrielle de la glace. F. Carré se sert à cet effet de l'ammoniaque, Pictet de l'anhydride sulfureux, Tellier de l'éther méthylique. Nous nous bornerons à décrire ici le modèle de laboratoire de l'appareil de F. Carré.



Ce modèle (fig. 173) est constitué par une chaudière A renfermant une dissolution très concentrée de gaz ammoniac, et par un vase B, à doubles parois, destiné à recevoir un récipient cylindrique *d*, contenant l'eau à congeler. La chaudière, hermétiquement close, communique par un tube EE' avec l'enceinte également close qui est formée par l'espace compris entre les deux parois du *congélateur* B. On chauffe d'abord la chaudière et l'on place le congélateur dans l'eau froide; le gaz ammoniac se dégage ainsi de sa solution et vient, d'après le principe de Watt, se liquéfier, sous l'action de sa propre pression, dans l'espace compris entre les deux parois de B. Lorsque cette première partie de l'opération est terminée, on plonge la chaudière dans l'eau froide, comme le représente la figure, on abandonne le congélateur dans l'air et on l'entoure de flanelle, après y avoir introduit le récipient *d*, qui contient l'eau à congeler. A mesure que l'eau de la chaudière se refroidit, elle peut dissoudre des quantités plus grandes de gaz ammoniac; aussi l'ammoniaque, liquéfiée en B, passe-t-elle peu à peu à l'état de gaz pour venir s'y dissoudre. Cette évaporation s'accompagnant d'une absorption de chaleur empruntée surtout à l'eau de *d*, cette eau est bientôt transformée en un bloc de glace. Lorsque tout le gaz ammoniac s'est dissous dans l'eau de la chaudière, l'appareil est prêt à resservir.

C'est également le froid produit par l'évaporation qui explique l'usage des alcarazas pour rafraîchir l'eau pendant l'été. L'eau, suintant lentement à travers ces vases en terre poreuse, s'évapore par une large surface et emprunte de la chaleur au vase et à l'eau dont la température est ainsi abaissée.

Le froid produit par l'évaporation est encore utilisé pour la production de températures très basses. En évaporant de l'anhydride sulfureux liquide, on peut en effet obtenir un froid suffisant pour congeler le mercure; par l'évaporation de l'éthylène liquide à la pression atmosphérique, on peut atteindre  $-102^{\circ}$ , dans le vide on arrive jusqu'à  $-140^{\circ}$  environ; avec l'oxygène liquide on peut arriver à  $-184^{\circ}$  environ si l'évaporation se fait à la pression atmosphérique et à  $-200^{\circ}$  environ si l'évaporation se produit dans le vide.

Le froid produit par l'évaporation intéresse le médecin à plus d'un titre. L'évaporation de l'eau dans les poumons et l'évaporation de la sueur à la surface du corps jouent un grand rôle au point de vue de la régulation de la température animale. D'autre



part, on utilise fréquemment le froid dû à l'évaporation rapide d'un liquide pour produire une anesthésie locale; c'est ce qui a lieu dans les pulvérisations d'éther et de chlorure de méthyle; avec ce dernier liquide, Gariel a pu abaisser la température au-dessous de  $-40^{\circ}$ .

### C. — LIQUÉFACTION.

282. **Procédés généraux de liquéfaction.** — Il résulte de ce que nous avons dit précédemment, qu'un corps ne peut rester manifestement à l'état liquide que s'il se trouve à une température inférieure à celle de son point critique; on ne peut donc liquéfier un corps que s'il est ou si on l'a amené à l'état de *vapeur*, en donnant à ce mot la signification que nous avons indiquée plus haut (§ 263). Cette liquéfaction pourra, d'ailleurs, être réalisée, soit en comprimant la vapeur jusqu'à ce que sa force élastique devienne égale à la tension maxima qu'elle peut posséder à la température de l'expérience, soit en refroidissant cette vapeur jusqu'à la température à partir de laquelle sa tension maxima devient inférieure à la force élastique qu'elle possède, soit en combinant ces deux procédés, compression et refroidissement. Il importe de remarquer, en effet, qu'une vapeur se liquéfiera sous une pression d'autant moindre que sa température sera plus basse, et à une température d'autant moins élevée que sa force élastique sera déjà plus grande; on pourra donc avoir avantage à comprimer et à refroidir simultanément.

283. **Liquéfaction par refroidissement simple.** — Les corps dont le point normal d'ébullition est supérieur, égal, ou peu inférieur à la température ambiante, peuvent être facilement liquéfiés sous la pression atmosphérique par un abaissement convenable de leur température. C'est ainsi qu'on liquéfie les vapeurs d'éther, d'alcool, d'eau, en les faisant passer dans un serpentin entouré d'eau froide; c'est ainsi encore qu'on liquéfie l'anhydride sulfureux, en le faisant passer dans un tube entouré d'un mélange réfrigérant de glace pilée et de sel, le cyanogène et le gaz ammoniac en les faisant arriver dans un tube entouré de  $\text{SO}_2$  liquide, dont on active l'évaporation par un courant d'air ou par le vide.

284. **Liquéfaction par compression.** — Les corps qui ne possèdent pas, à la température ambiante, une tension maxima de vapeur supérieure à soixante atmosphères environ, peuvent être liquéfiés assez facilement par compression. La pression nécessaire



pour liquéfier le gaz peut être due au dégagement même de ce gaz, comme dans le procédé imaginé par Faraday, ou peut être obtenue à l'aide d'une pompe, comme dans le procédé de Cailletet pour la préparation de l'acide carbonique liquide.

Faraday introduisait dans un tube de verre, recourbé en V et très résistant, des substances capables d'absorber, puis de dégager, sous l'action de la chaleur par exemple, le gaz à liquéfier, et scellait le tube à la lampe. Quand on chauffait la branche du tube dans laquelle étaient contenues les substances en question, le gaz se dégageait, acquérait une force élastique de plus en plus considérable et pouvait, lorsque cette force élastique était suffisante, se condenser, en vertu du principe de la paroi froide, dans l'autre branche, maintenue à la température ambiante ou à une température un peu inférieure. Faraday a pu ainsi liquéfier l'anhydride sulfureux à  $+ 17^{\circ}.2$ , l'hydrogène sulfuré à  $+ 10^{\circ}$ , le chlore à  $+ 13^{\circ}.5$ , etc. L'appareil de Thilorier, qui permet d'obtenir des quantités notables d'anhydride carbonique liquide, est basé sur le même principe.

On prépare aujourd'hui cet anhydride liquide en grande masse par un procédé un peu différent qui consiste à comprimer le gaz, avec une pompe spéciale imaginée par Cailletet, dans un récipient suffisamment résistant et entouré de glace. La particularité de la pompe Cailletet consiste surtout dans la disposition du piston, qui est un piston plongeur <sup>(1)</sup> pénétrant dans le corps de pompe par sa partie inférieure. Ce piston est recouvert d'une couche de mercure qui empêche les fuites et qui supprime l'espace nuisible.

**285. Liquéfaction par compression et par refroidissement.** — Pour les corps qui possèdent, à la température ambiante, une tension de vapeur très élevée, il est bon d'avoir recours simultanément aux deux procédés de liquéfaction : refroidissement et compression ; c'est ce que fit Faraday en comprimant, à l'aide de pompes accouplées, des gaz sous une pression de 40 atmosphères environ, dans un tube de verre refroidi par l'évaporation dans le vide du mélange dit de Thilorier, mélange qui est constitué par de l'acide carbonique solide et de l'éther, et dont la température peut ainsi s'abaisser à  $- 440^{\circ}$  environ.

**286. Méthode de Pictet.** — Pictet a employé une disposition ana-

(1) On appelle ainsi un piston plein ayant même forme et sensiblement même volume que le corps de pompe.



logue à celle du tube de Faraday; la pression à laquelle le gaz était soumis était due, en effet, au dégagement même de ce gaz dans un espace clos sous l'influence d'une réaction chimique. Le gaz était condensé dans un tube refroidi par de l'acide carbonique liquide, préalablement amené à  $-65^{\circ}$  grâce à l'évaporation d'anhydride sulfureux liquide et porté à l'ébullition dans le vide; la température ainsi réalisée fut d'environ  $-140^{\circ}$ . Pictet obtint ainsi des

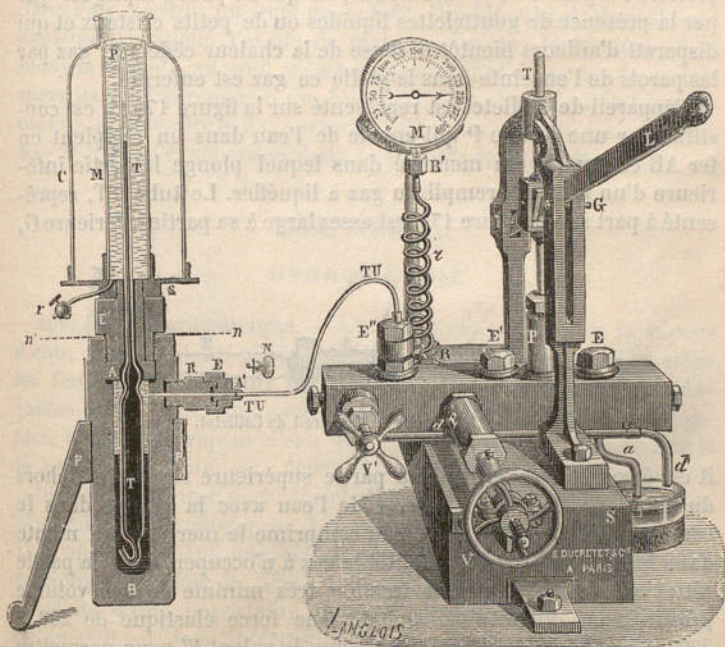


Fig. 174. — Appareil de Cailletet.

pressions de 252 à 650 atmosphères et serait parvenu, dans ces conditions, à liquéfier l'oxygène et l'hydrogène. Mais les résultats de ces expériences sont contredits par des déterminations ultérieures; il paraît, en effet, établi aujourd'hui que le point critique de l'hydrogène est inférieur à  $-200$ , et que ce gaz ne peut donc pas être liquéfié à  $-140$ .

287. **Méthode de Cailletet.** — La méthode imaginée par Cailletet consiste à comprimer le gaz sous une très forte pression, à une



température voisine de la température ambiante, puis à supprimer brusquement la pression. Cette *détente* produit un abaissement de température, dont l'origine mécanique sera indiquée dans l'étude de la thermodynamique et qui peut être assez considérable pour liquéfier ou même solidifier le gaz pendant un temps très court. On voit, en effet, sous l'action de cette détente, la masse gazeuse prendre l'aspect d'un brouillard, aspect qui ne peut s'expliquer que par la présence de gouttelettes liquides ou de petits cristaux et qui disparaît d'ailleurs bientôt à cause de la chaleur cédée au gaz par les parois de l'enceinte dans laquelle ce gaz est enfermé.

L'appareil de Cailletet est représenté sur la figure 174; il est constitué par une pompe P qui envoie de l'eau dans un récipient en fer AB contenant du mercure dans lequel plonge la partie inférieure d'un tube TT rempli du gaz à liquéfier. Le tube TT, représenté à part sur la figure 175, est assez large à sa partie inférieure G,

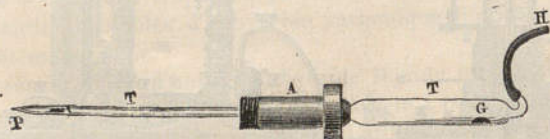


Fig. 175. — Tube de l'appareil de Cailletet.

il est étroit et très épais à sa partie supérieure située en dehors du réservoir. Lorsqu'on injecte de l'eau avec la pompe dans le réservoir AB (fig. 174), cette eau comprime le mercure qui monte dans le tube TT et réduit bientôt le gaz à n'occuper, dans la partie rétrécie de ce tube, qu'une fraction très minime de son volume primitif; on donne ainsi au gaz une force élastique de 200 à 300 atmosphères. Si l'on tourne alors le volant V pour permettre à l'eau de s'échapper du réservoir AB, le gaz revient brusquement à la pression atmosphérique et subit de ce fait un abaissement de température considérable. Cailletet observa dans ces conditions, avec tous les gaz réputés permanents, les phénomènes d'opacité, et par suite de condensation, que nous avons signalés.

Les gaz plus facilement liquéfiables, l'anhydride carbonique par exemple, peuvent être facilement obtenus, avec l'appareil Cailletet, à l'état de liquide persistant. Il suffit de refroidir convenablement la partie supérieure du tube TT et de soumettre le gaz à une pression suffisante.



288. **Expériences récentes.** — Wroblewski et Olzewski ont réussi à obtenir à l'état de liquide persistant les gaz réputés permanents. L'oxygène, dont la température critique est de  $-113^{\circ}$ , a pu être liquéfié sous pression dans un tube refroidi par de l'éthylène bouillant dans le vide, ce qui permet d'obtenir une température voisine de  $-140^{\circ}$ . Cailletet a montré que l'on pouvait liquéfier plus facilement encore ce gaz à l'aide du formène liquide qui, en bouillant dans l'air, produit un froid de  $-160^{\circ}$ . Wroblewski et Olzewski ont également liquéfié l'oxyde de carbone, l'azote, le formène et le bioxyde d'azote, et sont même parvenus à solidifier ces deux derniers gaz. L'hydrogène a pu, lui aussi, être obtenu à l'état liquide en faisant détendre le gaz comprimé, dans un tube qui était refroidi à  $-213^{\circ}$  par l'évaporation dans le vide d'azote liquide.

## CHAPITRE VII

### HYGROMÉTRIE

289. **État hygrométrique.** — L'air contient toujours de la vapeur d'eau, qui provient surtout de l'évaporation dont sont le siège les feuilles des végétaux et la surface des masses d'eau considérables (mers, lacs, etc.) avec lesquelles l'atmosphère est en contact. C'est cette vapeur d'eau qui, en se condensant, donne lieu à la rosée, à la pluie, etc., détruit l'homogénéité de l'atmosphère et intervient pour une part considérable dans la production des phénomènes météorologiques. Les variations du degré d'humidité de l'air ont également une action bien évidente sur certains états pathologiques, sur le développement de certains germes et sur l'activité d'une importante fonction physiologique, l'évaporation cutanée. Il est donc intéressant de pouvoir déterminer à un moment donné le degré d'humidité de l'atmosphère.

On appelle *état hygrométrique*, ou *fraction de saturation* de l'air, le rapport  $e$  qui existe entre la force élastique  $f$  de la vapeur d'eau contenue dans l'air et la force élastique qu'aurait cette vapeur si l'air était saturé, c'est-à-dire la tension maxima  $F$  de la vapeur d'eau à la température de l'air. On a donc :

$$e = \frac{f}{F}$$

Le poids d'un volume de vapeur étant proportionnel à la force



élastique de cette vapeur, on peut dire encore que l'état hygrométrique de l'air est égal au rapport du poids  $p$  de la vapeur d'eau, contenue dans un volume déterminé de cet air, au poids  $P$  de vapeur que contiendrait ce même volume s'il était saturé à la même température. On peut donc écrire :

$$e = \frac{p}{P}.$$

Toutefois la proportionnalité que nous venons d'admettre n'est rigoureuse que dans le cas où la loi de Mariotte est elle-même rigoureusement applicable. Il n'en est pas exactement ainsi pour la vapeur d'eau, dans les conditions où on est appelé à la considérer pour la détermination de  $e$ . Mais les erreurs provenant de ce fait étant plus faibles que les erreurs possibles de détermination, on peut les négliger et admettre que l'on a :

$$\frac{f}{F} = \frac{p}{P} = e.$$

Lorsque l'air est absolument sec,  $f$  est égal à 0 et l'état hygrométrique est nul ; lorsque l'air est saturé,  $f = F$  et  $e = 1$  ; 0 et 1 sont donc les limites extrêmes que peut atteindre l'état hygrométrique de l'air.

290. **Hygromètres.** — On appelle ainsi des instruments destinés à déterminer l'état hygrométrique de l'air.

Les tables de Regnault, qui contiennent les tensions maxima de la vapeur d'eau aux diverses températures, font connaître  $F$  ou permettent de calculer  $P$ , si l'on a déterminé la température  $t$  de l'air atmosphérique. Il suffit de déterminer en outre  $p$  ou  $f$  pour pouvoir calculer l'état hygrométrique  $e$ . De là deux classes d'instruments.

L'*hygromètre* appelé *chimique* permet de déterminer le poids  $p$  de la vapeur contenue dans un volume déterminé d'air.

Les *hygromètres* dits à *condensation* donnent au contraire la température à laquelle la quantité de vapeur contenue dans l'air est suffisante pour le saturer et font ainsi connaître  $f$ .

On peut aussi déterminer directement l'état hygrométrique à l'aide de certains corps qui subissent des déformations plus ou moins grandes suivant le degré d'humidité de l'air ambiant. C'est avec de tels corps que sont construits les *hygromètres à absorption*.

Enfin l'état hygrométrique peut encore se déduire, comme nous le dirons plus loin, des indications de deux thermomètres, l'un sec, l'autre humide, dont l'ensemble forme un *psychromètre*.

291. **Hygromètre chimique.** — Il consiste en un aspirateur à eau A (fig. 176) disposé de façon à faire passer un certain volume d'air à travers une série de tubes en U contenant des substances desséchantes, en général de la ponce sulfurique. Les deux premiers de ces tubes  $m^m$  et  $m''$  ont été préalablement tarés ensemble et sont destinés à absorber la vapeur d'eau de l'atmosphère ; le troisième  $m'$ ,

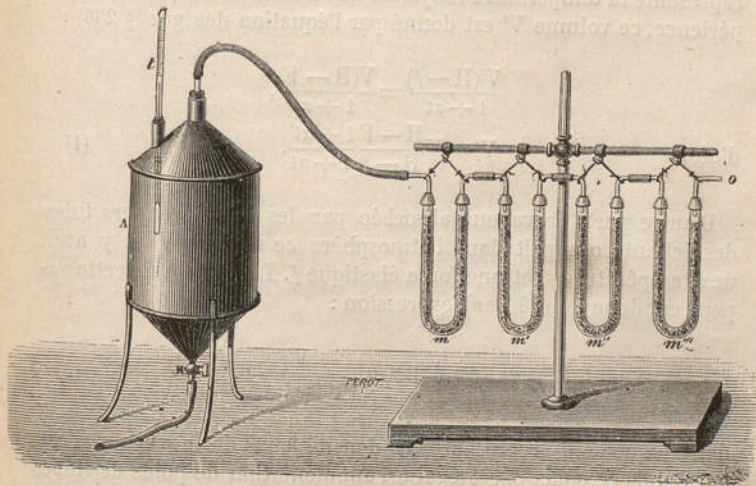


Fig. 176. — Hygromètre chimique.

taré à part, est un tube témoin qui doit indiquer, par la constance de son poids, que l'air qui l'a traversé était bien desséché ; enfin, le dernier tube  $m$ , celui qui est le plus près de l'aspirateur, est simplement destiné à arrêter la vapeur provenant de l'eau que l'aspirateur contient et dont l'écoulement par le robinet R détermine l'aspiration de l'air extérieur.

On place l'extrémité du premier tube au point  $o$  où l'on veut déterminer l'état hygrométrique, puis on ouvre le robinet de l'aspirateur (qu'un tube en caoutchouc permet de placer assez loin du point  $o$ ) de façon à faire passer lentement l'air à travers les tubes desséchants. L'opération terminée, on note le volume  $V$  d'eau



écoulée, la température  $t$  que nous supposons commune à l'eau écoulée et à l'air qui la remplace et la pression atmosphérique  $H$ ; soit en outre  $F$  la tension maxima de la vapeur d'eau à la température  $t$ . L'air aspiré, qui occupe actuellement le volume  $V$  dans l'aspirateur où il se sature évidemment de vapeur d'eau, est à la température  $t$  et sous la pression propre  $H - F$ . Cette même masse d'air occupait à l'extérieur un volume inconnu  $V'$  sous la pression propre  $H - f$ , en désignant par  $f$  la force élastique, inconnue encore, de la vapeur d'eau dans l'atmosphère. Si donc  $t'$  représente la température moyenne de l'air extérieur pendant l'expérience, ce volume  $V'$  est donné par l'équation des gaz (§ 236) :

$$\frac{V'(H-f)}{1+\alpha t'} = \frac{V(H-F)}{1+\alpha t},$$

d'où :

$$V' = V \frac{H-F}{H-f} \frac{1+\alpha t'}{1+\alpha t}. \quad (1)$$

D'autre part, la vapeur absorbée par les deux premiers tubes desséchants occupait dans l'atmosphère ce volume  $V'$  et y avait une température  $t'$  et une force élastique  $f$ . Le poids  $p$  de cette vapeur est donc donné par l'expression :

$$p = 0^{\text{sr}}.001\ 293 d_0 \frac{V'f}{76(1+\alpha t')}, \quad (2)$$

dans laquelle  $d_0$  représente la densité 0.622 de la vapeur d'eau à  $0^\circ$ . Mais ce poids  $p$  est égal à l'augmentation de poids des tubes desséchants  $m'''$  et  $m''$  et peut être déterminé par des pesées. L'expression précédente, dans laquelle on remplace  $V'$  par sa valeur (1), peut donc servir à calculer la valeur de  $f$  qui est, après cette substitution, la seule inconnue. Il suffit alors de chercher dans les tables la tension maxima  $F$  de la vapeur d'eau à la température ambiante  $t'$  pour pouvoir calculer l'état hygrométrique cherché :

$$e = \frac{f}{F}.$$

Cette méthode, très exacte, a l'inconvénient d'être assez longue, l'aspiration devant être très lente si l'on veut être sûr que la vapeur d'eau contenue dans l'air aspiré soit entièrement absorbée par les



tubes desséchants. La valeur que l'on trouve pour  $e$  n'est donc que la valeur moyenne de l'état hygrométrique pendant le temps employé à produire l'aspiration.

292. **Hygromètres à condensation.** — Le principe de ces hygromètres, dû à Leroy de Montpellier, consiste à refroidir progressivement un corps solide au sein de l'air dont on veut déterminer l'état hygrométrique.

La force élastique  $f$  de la vapeur contenue dans la couche d'air qui entoure un corps que l'on refroidit, reste évidemment constante pendant le refroidissement. Mais si le refroidissement du corps, et par suite de la couche d'air environnante, est suffisant, il arrivera un moment où la température sera celle pour laquelle la tension maxima de la vapeur d'eau est égale à  $f$ . La couche d'air qui entoure le corps sera alors saturée et le moindre abaissement de température sera suffisant pour provoquer sur ce corps un dépôt de rosée.

Il suffira donc, pour déterminer la valeur  $f$  de la force élastique de la vapeur d'eau dans l'air à un moment donné, de noter la température  $t$  à laquelle un dépôt de rosée se forme sur un corps progressivement refroidi dans l'atmosphère et de chercher dans les tables la valeur de la tension maxima qui correspond à la température  $t$ . Les mêmes tables font connaître la tension maxima  $F$  à la température ambiante  $t'$  et permettent ainsi de calculer  $e$ .

L'exactitude de la méthode dont nous venons de donner le principe, dépend du degré d'approximation avec lequel est évaluée la température  $t$  du dépôt de rosée; or cette température, déterminée comme nous venons de le dire, est un peu inférieure à celle pour laquelle l'air qui entoure le corps est saturé, car l'équilibre de température ne s'établit pas instantanément entre le thermomètre, le corps refroidi et la couche d'air environnante. Pour diminuer cette cause d'erreur, on note la température  $t$  du dépôt de rosée pendant le refroidissement et la température  $t_1$  à laquelle ce dépôt disparaît lorsque le corps se réchauffe. Les erreurs dont sont entachées  $t$  et  $t_1$  étant évidemment de signes contraires,

on prend pour température exacte du dépôt la moyenne  $\frac{t+t_1}{2}$ .

Les hygromètres à condensation sont assez nombreux.

Nous ne citerons que pour mémoire la disposition adoptée par Leroy, qui consistait à projeter des fragments de glace dans un vase de verre mince rempli d'eau et dont les parois en verre, mau-



vaises conductrices, ne permettaient pas un équilibre de température assez rapide entre l'eau et l'air environnant.

L'hygromètre de Daniell (fig. 177) est constitué par deux boules en verre A et B, réunies par un tube en verre deux fois coudé à angle droit; l'appareil est vide d'air; la boule B est entourée de mousseline; la boule A renferme de l'éther et un thermomètre  $t$ .

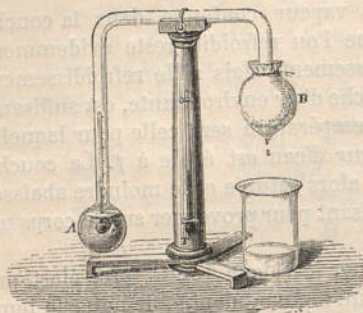


Fig. 177. — Hygromètre de Daniell.

Pour faire une détermination, on verse goutte à goutte, sur la mousseline de B, de l'éther qui s'évapore et refroidit cette boule, ce qui détermine, en vertu du principe de la paroi froide, la distillation de l'éther intérieur de A vers B. Mais l'évaporation de l'éther dans A refroidit cette boule, qui est d'ailleurs en verre noir afin que le dépôt de rosée puisse être facilement aperçu dès sa

formation. Au moment du dépôt, on note la température intérieure  $t$  de l'éther, sur le thermomètre placé en A, ainsi que la température ambiante, que fait connaître un second thermomètre T placé sur le socle de l'instrument.

Cette disposition présente plusieurs inconvénients : 1° la respiration de l'observateur, qui est obligé de se tenir près de l'instrument, modifie l'état hygrométrique de l'air ambiant; 2° la température trouvée pour le point de rosée est toujours notablement trop basse, l'éther étant à chaque instant plus froid que la surface extérieure de la boule, par suite de la mauvaise conductibilité du verre; les températures  $t$  et  $t_1$  du dépôt et de la disparition de la rosée sont dès lors trop différentes pour que la moyenne  $\frac{t+t_1}{2}$  donne une

valeur suffisamment approchée de la température exacte du dépôt; 3° enfin la température de l'éther intérieur, au moment de l'apparition du point de rosée, n'est même pas connue avec précision, car ce liquide se refroidit par la surface et, comme il n'est pas agité, sa température n'est pas la même dans les divers points de sa masse.

L'hygromètre de Regnault (fig. 178) est disposé de façon à éviter



les inconvénients que nous venons de signaler. L'éther est contenu dans un dé en argent A', très bon conducteur, qui est surmonté d'un cylindre de verre B' fermé par un bouchon que traversent un thermomètre sensible C' et un petit tube de verre D plongeant jusqu'à la partie inférieure de l'éther. Le petit vase cylindrique A'B' est mis en relation, par un ajutage latéral EF et un long tube de caoutchouc G, avec un aspirateur à eau qu'il faut avoir soin de placer à une grande distance de l'instrument de crainte de modifier l'état hygrométrique de l'air ambiant. Quand on fait écouler l'eau de l'aspirateur, l'air aspiré pénètre en D et traverse bulle à bulle l'éther, qu'il agite en même temps qu'il en détermine l'évaporation et par suite le refroidissement.

Afin que l'on puisse facilement saisir le moment précis où commence le dépôt de rosée, le dé en argent A' est poli sur sa face externe et placé à côté d'un dé pareil A dont la température, qui est celle de l'air ambiant, est déterminée par un thermomètre C. Il est alors facile à l'observateur, qui regarde de loin à travers une lunette dont le champ est assez grand pour contenir l'ensemble de l'appareil; de saisir, par contraste, le moment précis où la surface de A' commence à se ternir et de noter à ce moment les températures  $t$  et  $t'$  marquées par les thermomètres C' et C.

En opérant avec soin, on peut, avec l'hygromètre de Regnault, obtenir pour les températures  $t$  et  $t_1$  de dépôt et de disparition de la rosée des valeurs très voisines et déterminer par suite avec une grande approximation la valeur de l'état hygrométrique.

L'hygromètre d'Alluard (fig. 179) ne diffère de celui de Regnault que par la forme. Le vase qui contient l'éther est un parallélépipède en laiton dont la face A, sur laquelle on observera le dépôt de rosée, est dorée, polie et encadrée par une lame O, également en laiton doré et poli qui ne touche pas le vase A et reste donc à la température ambiante. Le voisinage des lames A et O permet de

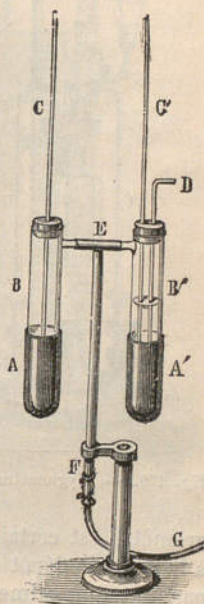


Fig. 178. — Hygromètre de Regnault.



saisir, plus facilement encore que dans l'hygromètre de Regnault, le moment précis de l'apparition du point de rosée.

Un tube à entonnoir E sert à verser dans le vase A de l'éther dont l'évaporation est provoquée par un courant d'air qui arrive par le tube D et sort par le tube C mis en communication avec un aspirateur éloigné. Des thermomètres *m* et *n* permettent de déterminer la température du point de rosée et la température ambiante; les observations se font à distance avec une lunette.

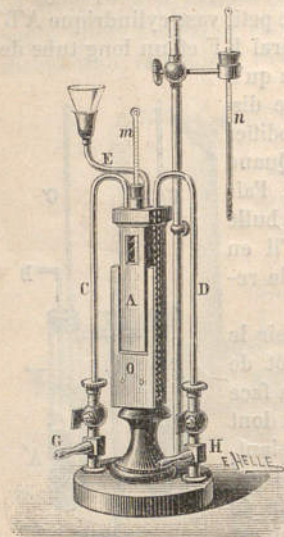


Fig. 179. — Hygromètre d'Alluard.

*Hygromètre de Crova.* — Les instruments que nous venons de décrire ne permettent pas de déterminer avec exactitude l'état hygrométrique par les temps de vent. Les couches d'air en contact avec le corps refroidi sont en effet, dans ce cas, incessamment renouvelées et ne se mettent que difficilement en équilibre de température avec la partie froide de l'hygromètre; si donc on finit par observer cependant un dépôt de rosée, la température de l'hy-

gromètre est certainement, à ce moment, très inférieure à celle à laquelle le dépôt aurait eu lieu, toutes choses égales d'ailleurs, par un temps calme. Pour supprimer cette cause d'erreur, il suffit, comme l'a fait Crova, de modifier l'appareil de manière que le dépôt de rosée se produise dans un espace clos à l'abri de l'agitation de l'atmosphère.

L'hygromètre de Crova (fig. 180) se compose d'un petit tube AB en laiton nickelé, poli à l'intérieur et fermé à ses deux extrémités par deux glaces, l'une, en A, dépolie et éclairée par une lampe ou par la lumière du jour, l'autre, en B, transparente et à travers laquelle on regarde dans le tube au moyen d'une lentille à long foyer. Deux tubulures permettent de faire circuler lentement dans le tube AB un courant d'air provoqué par un aspirateur ou par une poire en caoutchouc et puisé au point C de l'atmosphère dont on veut déterminer l'état hygrométrique. Le tube est entouré d'un



manchon E, contenant du sulfure de carbone dans lequel on peut, grâce aux tubes F et G, faire barboter un courant d'air et dont la température est donnée par un thermomètre h.

En regardant à travers la lentille à long foyer, on voit le verre dépoli sous forme d'un disque lumineux entouré d'un anneau brillant, image virtuelle du disque fournie par les parois intérieures réfléchissantes du tube cylindrique. Quand le point de rosée est atteint, le dépôt d'humidité est révélé par les apparences fuligineuses qui se détachent nettement sur le fond éclatant de l'image annulaire du verre dépoli. Si on laisse alors la température du sulfure de carbone se relever peu à peu, les taches fuligineuses pâlissent puis disparaissent nettement. Avec quelque habitude, on peut saisir le point de rosée à  $\frac{1}{10}$  de degré près et obtenir ainsi une valeur très exacte de l'état hygrométrique.

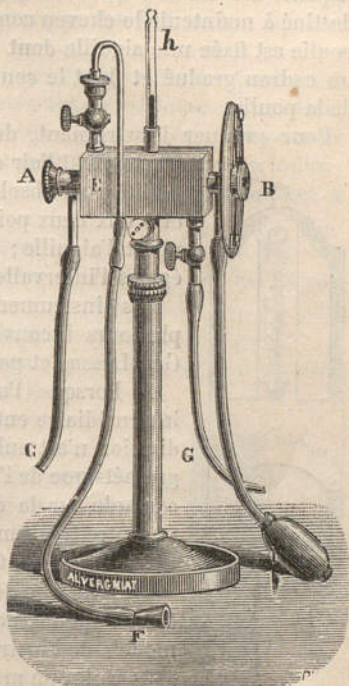


Fig. 180. — Hygromètre de Crova.

293. **Hygromètres à absorption.** — Les indications de ces instruments sont basées sur la propriété que possèdent certaines substances organiques, telles que les cheveux, les cordes à boyaux, etc., d'éprouver, sous l'influence de l'humidité de l'air ambiant, un allongement qui dépend précisément du degré de cette humidité. Nous ne décrirons ici que l'hygromètre à cheveu imaginé par de Saussure, de Genève.

Cet hygromètre (fig. 181) est constitué par un cheveu long et fin *c* que l'on a dégraissé en le maintenant pendant une demi-heure dans une solution bouillante de 10 grammes de carbonate de soude dans un litre d'eau et que l'on a ensuite lavé et séché. Ce cheveu est fixé par son extrémité supérieure entre les mors



d'une pince et par son extrémité inférieure sur la gorge d'une poulie *o*. Cette poulie présente, en outre, une seconde gorge sur laquelle est enroulé un fil de soie, qui supporte un petit poids *p* destiné à maintenir le cheveu constamment tendu. Sur l'axe de la poulie est fixée une aiguille dont une extrémité se déplace devant un cadran gradué et dont le centre de gravité coïncide avec l'axe de la poulie.

Pour graduer l'instrument, de Saussure le plaçait sous une cloche dont l'air était successivement saturé d'humidité puis absolument desséché et marquait 100 et 0 aux deux points du cadran sur lesquels s'arrêtait l'aiguille; il divisait ensuite en 100 parties égales l'intervalle compris entre 0 et 100.

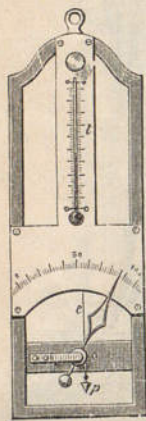


Fig. 181. — Hygromètre de de Saussure.

Les instruments ainsi construits présentent plusieurs inconvénients qui ont été signalés par Gay-Lussac et par Regnault.

1° Lorsque l'aiguille s'arrête sur une division intermédiaire entre 0 et 100, le numéro de cette division n'est nullement proportionnel à l'état hygrométrique de l'air. Lorsque l'aiguille s'arrête par exemple sur la division 50, la comparaison avec un autre hygromètre montre que l'état hygrométrique n'est pas 0.5 mais 0.27 environ;

2° La valeur de l'état hygrométrique correspondant à une même division est variable pour chaque modèle de l'instrument;

3° Enfin un même hygromètre ne reste pas toujours comparable à lui-même; placé dans les mêmes conditions d'humidité atmosphérique, il ne donne pas toujours les mêmes indications.

On peut remédier aux deux premiers inconvénients en construisant, pour chaque instrument, une table de correspondance des degrés de la graduation et des états hygrométriques auxquels ils correspondent. On porte pour cela l'instrument successivement dans une série de milieux dont l'état hygrométrique présente des valeurs croissantes et connues.

A cet effet, Gay-Lussac et Regnault plaçaient l'hygromètre sous des cloches, ou dans des éprouvettes, contenant des solutions à divers titres d'acide sulfurique dans l'eau. La table des forces élastiques de la vapeur d'eau émise par ces solutions aux températures



ordinaires a d'ailleurs été dressée par Regnault, si bien qu'il suffit de se reporter à ces tables, et à celles qui donnent les tensions maxima de la vapeur d'eau pure, pour calculer facilement l'état hygrométrique correspondant à chacune des indications successives de l'hygromètre.

L'instrument ne restant pas toujours comparable à lui-même, il est nécessaire de vérifier de temps en temps quelques points de la table de correspondance. Cette vérification peut se faire comme nous venons de l'indiquer, ou encore par la comparaison des indications de l'hygromètre à absorption avec celles d'un hygromètre à condensation.

L'avantage des hygromètres à absorption est de donner, par une simple lecture, l'indication qui permet de trouver, dans la table de correspondance, l'état hygrométrique cherché, mais on ne peut faire usage de ces instruments pour des recherches précises.

294. **Psychromètres.** — Ces instruments se composent d'un thermomètre ordinaire T (fig. 182) et d'un second thermomètre T' dont le réservoir est recouvert de gaze sur laquelle on fait écouler lentement, en utilisant les forces capillaires, l'eau contenue dans un réservoir R. Le froid produit par l'évaporation de l'eau qui mouille la gaze abaisse la température du thermomètre T' au-dessous de celle des corps voisins, tandis que la chaleur rayonnée par ces corps tend à faire remonter ce même thermomètre T' à la température ambiante. Or il arrive un moment où, pendant chaque unité de temps, la quantité de chaleur que le thermomètre T' reçoit par rayonnement est précisément égale à celle que l'eau lui emprunte pour changer d'état. La température de ce thermomètre demeure dès lors stationnaire; représentons cette température par  $t'$  et appelons  $t$  celle qu'indique au même moment le thermomètre sec T. D'après les lois de la chaleur rayonnante qui seront établies plus tard, la chaleur que l'unité de surface d'un corps reçoit par rayonnement, pendant l'unité de temps, est proportionnelle à la différence  $t - t'$  entre la

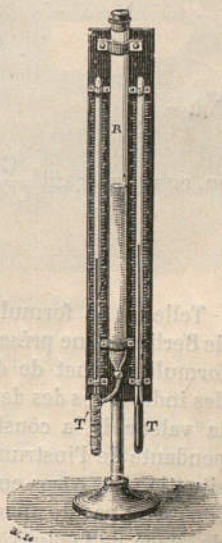


Fig. 182. — Psychromètre.



température  $t'$  de ce corps et la température  $t$  des corps voisins; la chaleur gagnée par le réservoir du thermomètre  $T'$  peut donc s'exprimer par  $Cs(t-t')$ , en désignant par  $s$  la surface de ce réservoir et par  $C$  une constante qui dépend des corps environnants. D'autre part, la chaleur perdue par unité de temps, par suite de l'évaporation, est proportionnelle au poids de vapeur formée c'est-à-dire (§ 272) à l'expression  $\frac{Ks(F-f)}{H}$ ,  $s$  représentant la surface du

réservoir,  $F$  la tension maxima de la vapeur d'eau à  $t^\circ$ ,  $f$  la force élastique de cette même vapeur dans l'atmosphère,  $H$  la pression atmosphérique,  $K$  une constante. La chaleur perdue par évaporation peut donc être représentée par  $\frac{C'Ks(F-f)}{H}$ , en désignant par  $C'$  une nouvelle constante. En écrivant que la chaleur gagnée par rayonnement est, lorsque  $T'$  marque une température stationnaire, égale à la chaleur perdue, il vient :

$$Cs(t-t') = \frac{C'Ks(F-f)}{H};$$

d'où

$$F-f = \frac{C}{C'K}(t-t')H,$$

ou, en remplaçant  $\frac{C}{C'K}$  par une constante unique  $A$  :

$$f = F - A(t-t')H. \quad (a)$$

Telle est la formule que Regnault a substituée à celle d'August de Berlin, qui ne présentait point le même degré d'exactitude. Cette formule permet de déduire  $f$ , et par suite l'état hygrométrique, des indications des deux thermomètres  $T$  et  $T'$ , si l'on a déterminé la valeur de la constante  $A$ . Mais cette constante, qui est indépendante de l'instrument, dépend dans une certaine mesure de la situation des corps environnants et de l'agitation de l'air ambiant. Il n'en est pas de même, d'après les expériences de Doyère (1835) et de Macé de Lépinay (1881), lorsque le renouvellement de l'air est suffisamment rapide; la constante  $A$  prend alors une valeur 0.00069 sensiblement indépendante du lieu de la détermination et de l'état de l'atmosphère. Pour réaliser artificiellement ce renouvellement de l'air, on attache à une ficelle le psychromètre que l'on fait tour-



ner comme une fronde pendant quelques minutes (*psychromètre-fronde*), ou bien l'on dispose en face des réservoirs des thermomètres un moulinet à ailettes (*psychromètre-ventilateur*).

Lorsqu'on n'emploie pas l'une de ces deux dispositions, il faut établir l'instrument à poste fixe de façon qu'il soit à l'abri du vent et qu'il soit toujours en présence des mêmes corps. On détermine alors une fois pour toutes la valeur de  $A$  par la comparaison des

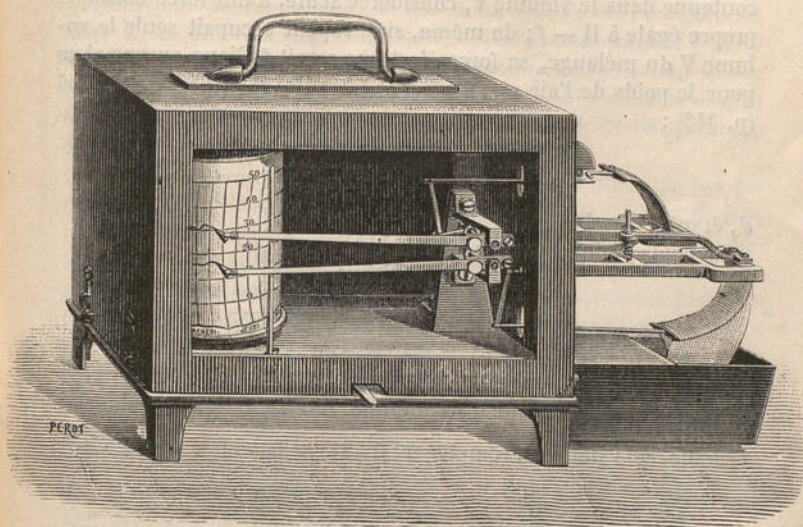


Fig. 183. — Psychromètre enregistreur de Richard frères.

indications du psychromètre avec celles d'un hygromètre à condensation.

On peut remplacer les deux thermomètres  $T$  et  $T'$  du psychromètre d'August (fig. 182) par deux thermomètres enregistreurs qui donnent des indications continues. La figure 183 représente le psychromètre enregistreur des frères Richard.

295. **Poids d'un volume déterminé d'air humide.** — Soit à trouver le poids d'un volume  $V$  d'air humide, dont la pression est  $H$ , la température  $t$  et l'état hygrométrique  $e$ .

Ce poids est égal à la somme des poids de l'air et de la vapeur mélangés, poids qu'il faut calculer séparément.



En cherchant d'abord, dans les tables, la tension maxima  $F$  correspondant à la température  $t$ , on calculera la valeur de la force élastique  $f$  de la vapeur contenue dans le volume d'air considéré, par la formule :

$$e = \frac{f}{F}, \quad \text{d'où :} \quad f = eF.$$

D'après la loi du mélange des gaz et des vapeurs, la masse d'air contenue dans le volume  $V$ , considérée seule, a une force élastique propre égale à  $H - f$ ; de même, si la vapeur occupait seule le volume  $V$  du mélange, sa force élastique serait  $f$ . Nous aurons alors pour le poids de l'air sec, d'après la formule (2) du paragraphe 250 (p. 343) :

$$p = 0.001293 \times \frac{V(H-f)}{76(1+\alpha t)}, \quad (1)$$

$d_0$  étant ici égal à 1.

Le poids  $p'$  de la vapeur sera de même :

$$p' = 0.001293 \times 0.622 \times \frac{Vf}{76(1+\alpha t)}, \quad (2)$$

la densité de la vapeur d'eau à  $0^\circ$  étant 0.622.

Le poids  $P$  du volume d'air humide, somme des deux poids précédents, sera donc, en remplaçant 0.622 par la valeur approchée  $\frac{3}{8}$  :

$$P = p + p' = 0.001293 \frac{V\left(H - \frac{3}{8}f\right)}{76(1+\alpha t)}. \quad (3)$$

$P$  sera d'ailleurs exprimé en grammes, si  $V$  est exprimé en centimètres cubes,  $H$  et  $f$  en centimètres.

Si l'on veut avoir le poids  $P$ , non plus en fonction de  $f$ , mais en fonction de l'état hygrométrique  $e$  de l'air, il suffit évidemment de remplacer  $f$  par  $eF$  dans la formule (3); on obtient ainsi :

$$P = 0.001293 \frac{V\left(H - \frac{3}{8}eF\right)}{76(1+\alpha t)}.$$



## CHAPITRE VIII

## PROPAGATION DE LA CHALEUR

296. **Rayonnement. Conductibilité. Convection.** — La propagation de la chaleur d'un point à un autre peut s'effectuer de deux façons différentes : par *rayonnement* et par *conductibilité*.

Il convient de rapprocher de ces deux modes de propagation, mais en le différenciant nettement, le phénomène appelé *convection*, qui consiste, non pas dans la propagation de la chaleur seule, mais dans le transport des molécules chaudes elles-mêmes, et qui, en somme, a pour effet de tendre à uniformiser la température d'une masse fluide chauffée en l'un de ses points.

a. — La chaleur peut se propager directement d'un corps A à un corps B, sans échauffer les milieux intermédiaires, ou, du moins, sans que l'arrivée de la chaleur en B soit la conséquence de l'échauffement de ces milieux ; ce mode de propagation de la chaleur, appelé *rayonnement*, se produit d'ailleurs, non seulement à travers les milieux transparents pour la chaleur ou *diathermanes*, que ces milieux soient solides, liquides ou gazeux, mais encore à travers les espaces vides de matière pondérable.

C'est par suite de ce mode de propagation par rayonnement que l'on peut allumer un fragment d'amadou au foyer d'une lentille taillée dans un bloc de glace et tournée vers le soleil ; c'est par rayonnement aussi que la chaleur solaire arrive jusqu'à nous après avoir traversé le vide des espaces interplanétaires. Rumford a, d'autre part, démontré directement la réalité de la propagation de la chaleur à travers le vide, en plaçant le réservoir B (fig. 184) d'un thermomètre *t* au centre d'une sphère en verre dans laquelle il avait fait le vide barométrique ; il suffisait de plonger cette sphère dans l'eau chaude pour voir aussitôt le mercure s'élever dans le thermomètre.

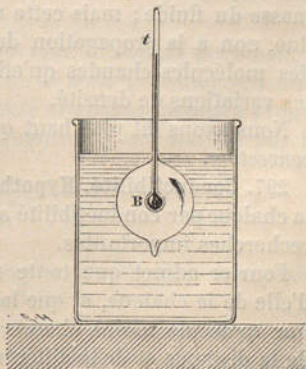


Fig. 184. — Expérience de Rumford.



On appelle *chaleur rayonnante* ou *radiations calorifiques* la chaleur qui se propage ainsi par rayonnement. Les lois de la propagation de la chaleur rayonnante sont les mêmes que celles qui régissent la propagation de la lumière, et les radiations calorifiques qui émanent d'un corps sont identiques, quant à leur nature, aux radiations lumineuses que ce corps peut émettre. Aussi renverrons-nous à l'Optique l'étude des radiations calorifiques et du rayonnement.

*b.* — La propagation de la chaleur peut se faire encore de proche en proche, à travers la matière pondérable interposée entre les points de départ et d'arrivée. Chaque molécule matérielle est alors échauffée et transmet la chaleur reçue à la molécule suivante. On dit, dans ce cas, que la chaleur se propage par *conductibilité* ou par *conduction*.

*c.* — Nous avons vu (§ 216) que les variations de densité, qui sont la conséquence de la dilatation des corps par la chaleur, produisent, dans les milieux dont les molécules sont suffisamment mobiles (liquides et gaz), des courants grâce auxquels les molécules directement chauffées s'élèvent et sont remplacées par des molécules plus froides, qui reçoivent à leur tour la chaleur, et ainsi de suite. La température tend donc à devenir ainsi uniforme dans toute la masse du fluide; mais cette uniformité, incomplète d'ailleurs, est due, non à la propagation de la chaleur seule, mais au transport des molécules chaudes qu'effectuent les courants engendrés par les variations de densité.

Nous avons dit plus haut que ce phénomène porte le nom de *convection*.

**297. Conductibilité. Hypothèse de Fourier.** — La propagation de la chaleur par conductibilité a été, de la part de Fourier, l'objet de recherches importantes.

Fourier admet que toute molécule chaude *m* rayonne autour d'elle de la chaleur, et que la quantité de chaleur ainsi envoyée à une molécule moins chaude et très voisine *m'* dépend seulement de la distance et de la différence des températures, que cette quantité de chaleur décroît très rapidement quand la distance augmente, qu'elle s'annule pour une valeur très faible de celle-ci, enfin qu'elle est proportionnelle à l'excès de la température de la molécule *m* sur celle de la molécule *m'*, et qu'elle ne dépend pas de la température de la molécule *m*.

Cette hypothèse de Fourier est sans doute absolument gratuite,



mais elle a permis d'établir théoriquement, dans divers cas, les lois de décroissement des températures dans la propagation de la chaleur par conductibilité, lois qui ont reçu la sanction de l'expérience.

298. **Cas d'un mur homogène indéfini.** — Soit en particulier un mur solide et homogène, d'épaisseur  $e$ , dont nous supposons les faces parallèles, indéfinies, et maintenues à des températures invariables  $t$  et  $t'$ . On démontre, en partant de l'hypothèse de Fourier, que, dans ce cas, et lorsque le régime permanent est établi, c'est-à-dire lorsque les températures sont devenues stationnaires dans tous les points du mur, la température  $\theta$  d'une section quelconque parallèle aux faces et située à une distance  $z$  de la face la plus chaude, dont la température est  $t$ , est donnée par l'expression :

$$\theta = t - \frac{t - t'}{e} z.$$

En d'autres termes, lorsque le régime permanent est établi, les tranches, dont les distances à la face la plus chaude croissent suivant une progression arithmétique de raison égale à 1, ont des températures qui décroissent suivant une progression arithmétique de raison égale à  $\frac{t - t'}{e}$ .

Il est évident, d'autre part, que, lorsque le régime est établi, il passe à travers l'unité de surface d'une tranche quelconque, parallèle aux faces du mur, la même quantité de chaleur pendant l'unité de temps. On démontre que cette quantité  $Q$  est donnée par la formule :

$$Q = K \frac{t - t'}{e},$$

dans laquelle  $K$  est une constante appelée *coefficient de conductibilité intérieure* de la substance qui constitue le mur.

La formule précédente montre que le coefficient de conductibilité intérieure  $K$  d'un corps représente la *quantité de chaleur qui passe, pendant l'unité de temps, à travers l'unité de surface d'une tranche quelconque d'un mur fait avec ce corps, dont l'épaisseur serait égale à 1 et dont les faces seraient maintenues à des températures différant entre elles de 1°.*

On appelle par contre *coefficient de conductibilité extérieure* la *quantité de chaleur perdue pendant l'unité de temps par l'unité de sur-*



*face d'un corps dont la température est supérieure de 1° à celle du milieu qui l'entourne.*

Fourier, puis Pecllet, ont tenté de déterminer par l'expérience le coefficient de conductibilité intérieure d'un certain nombre de corps, en réalisant autant que possible les conditions du mur indéfini et mesurant la quantité de chaleur, évaluée d'autre part au moyen de la formule précédente, par le produit du poids d'une masse liquide située au delà du mur et de l'élévation de température de cette masse. Mais cette méthode comporte de nombreuses causes d'erreur.

Ces déterminations ont été reprises plus récemment par Berger, au moyen d'une méthode plus précise, que nous ne pouvons indiquer ici ; les rapports des coefficients de conductibilité peuvent, d'ailleurs, être plus facilement déterminés sur une barre longue et de petit diamètre, comme on va le voir dans le paragraphe suivant.

299. **Cas d'une barre longue et de petit diamètre.** — Soit une barre assez mince pour que tous les points d'une même section droite puissent être regardés comme ayant même température ; supposons, en outre, que cette barre soit chauffée à l'une de ses extrémités, et que sa longueur soit assez grande pour que l'autre extrémité soit à la température de l'enceinte. On démontre que, dans ce cas, si l'on considère des points dont les distances à l'extrémité chauffée croissent en progression arithmétique, les températures de ces points décroissent en progression géométrique, loi que vérifie l'expérience dont la disposition est représentée sur la figure 185.

Or, on déduit de cette loi que, pour deux barres suffisamment longues et suffisamment minces, ayant même section, même périmètre et même coefficient de conductibilité extérieure, les coefficients de conductibilité intérieure  $K$  et  $K'$  sont liés par la relation <sup>(1)</sup> :

$$\frac{K}{K'} = \frac{(\log q')^2}{(\log q)^2}, \quad (1)$$

en désignant par  $q$  et  $q'$  des quotients, constants pour chaque

<sup>(1)</sup> Dans le cas où la barre n'est pas suffisamment longue, il existe également une relation, plus complexe il est vrai que la relation (1), qui permet de déterminer le rapport  $\frac{K}{K'}$ .



barre ; chacun de ces quotients est d'ailleurs égal au rapport  $\frac{y_1}{y_2}$  ou  $\frac{y'_1}{y'_2}$  des excès  $y_1$  et  $y_2$  ou  $y'_1$  et  $y'_2$ , par rapport à la température ambiante, des températures de deux points situés à un mètre l'un de l'autre et considérés sur l'une ou sur l'autre des deux barres.

La relation (1) permet donc de déduire des mesures de  $y_1, y_2, y'_1, y'_2$ , effectuées dans les conditions que nous venons d'indiquer,

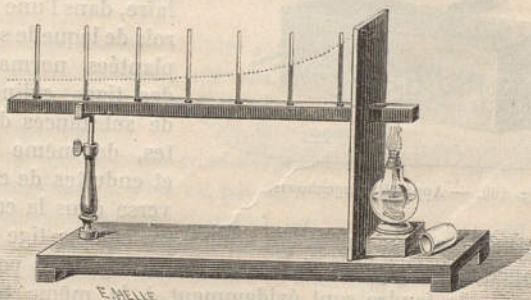


Fig. 185. — Distribution des températures sur une longue barre chauffée à l'une de ses extrémités.

le rapport des coefficients de conductibilité intérieure des différents corps solides.

Quant à l'égalité que nous avons supposé exister pour les coefficients de conductibilité extérieure des deux barres, on la réalise facilement en recouvrant les barres d'une mince couche d'une même substance.

On déduit encore de la loi du décroissement des températures le long d'une barre chauffée à l'une de ses extrémités que, pour deux barres ayant même section, même périmètre, même coefficient de conductibilité extérieure, et dont l'une des extrémités est portée à la même température, le rapport  $\frac{K}{K'}$  des coefficients de conductibilité intérieure est égal au rapport du carré des distances  $l$  et  $l'$  des extrémités chauffées aux points considérés sur l'une et l'autre



des barres, où l'on observe une même température  $t$ . Cette loi :

$$\frac{K}{K'} = \frac{l^2}{l'^2}$$

pourra donc être utilisée aussi pour calculer le rapport  $\frac{K}{K'}$ .

On peut comparer d'une façon assez simple les valeurs des coefficients de conductibilité intérieure sur des barres de diverses natures à l'aide de l'appareil d'Ingenhousz. Cet appareil (fig. 186) se

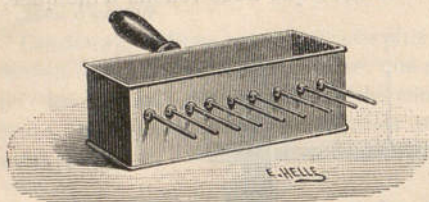


Fig. 186. — Appareil d'Ingenhousz.

compose d'une caisse métallique rectangulaire, dans l'une des parois de laquelle sont implantées normalement des tiges cylindriques de substances différentes, de même section et enduites de cire. On

verse dans la caisse de l'eau bouillante et l'on voit la cire fondre sur chaque tige jusqu'à une distance qui dépend de la nature de la tige. Les points où la cire cesse de fondre sont évidemment à la même température pour toutes les tiges, et si celles-ci sont suffisamment longues, les carrés des longueurs mises à nu sont proportionnels aux coefficients de conductibilité intérieure des tiges correspondantes. Le rayonnement de la paroi métallique de la caisse intervient toutefois pour fausser les résultats, si bien que cette expérience, suffisante pour renseigner sur l'ordre de conductibilité des corps, ne peut guère donner de résultats précis quant à la valeur relative des coefficients de conductibilité.

La loi du décroissement des températures a pu être vérifiée par Despretz sur une colonne liquide, chauffée par la partie supérieure afin d'éviter dans la mesure du possible la production des courants de convection. Mais la grande mobilité des molécules des liquides rend difficile l'étude de la conductibilité de ces corps et explique la divergence des résultats auxquels ont conduit les recherches entreprises à ce sujet depuis les expériences de Despretz.

Quant aux gaz, il est évident que l'extrême mobilité de leurs molécules rend impossible toute vérification de la loi du décroissement des températures ; aussi a-t-on dû se borner, en ce qui con-



cerne ces corps, à essayer de mettre en évidence l'existence d'une conductibilité propre.

300. **Résultats.** — C'est parmi les solides, et surtout parmi les métaux, que l'on rencontre les corps les meilleurs conducteurs de la chaleur; tels sont l'argent, le cuivre, l'or, etc. En prenant pour terme de comparaison l'argent et en représentant son coefficient de conductibilité par 100, les coefficients de conductibilité d'autres métaux sont, d'après Wiedemann et Franz :

Cuivre .....	73.6	Plomb .....	8.5
Or.....	53.2	Platine.....	8.4
Fer.....	11.9	Bismuth .....	6.3

Les corps non métalliques sont, en général, moins bons conducteurs que les métaux; tels sont, par ordre de conductibilité décroissante, le marbre, la porcelaine, le verre, la gutta-percha, le caoutchouc, le bois.

Les corps isotropes conduisent également la chaleur dans toutes les directions; il n'en est pas de même pour les corps organisés et pour les cristaux appartenant à un système autre que le système cubique. Le bois conduit mieux la chaleur suivant le sens des fibres que dans le sens perpendiculaire (de la Rive et de Candolle); la valeur de la conductibilité, comme celle de la dilatation, varie, dans les cristaux, avec la direction suivant laquelle on la considère et avec le système auquel les cristaux appartiennent.

Le coefficient de conductibilité intérieure des solides paraît varier très légèrement avec la température.

Les liquides, à l'exception du mercure, conduisent mal la chaleur.

Les gaz conduisent très mal la chaleur. L'hydrogène fait toute-fois exception; la conductibilité de ce gaz est relativement assez forte et son coefficient de conductibilité est environ 7 fois plus grand que celui de l'air.

301. **Applications de la conductibilité.** — Les phénomènes dont l'explication dépend de la conductibilité des corps pour la chaleur, ainsi que les circonstances dans lesquelles on utilise la valeur plus ou moins grande de cette conductibilité, sont en si grand nombre qu'on ne peut songer à en faire une énumération complète.

C'est par suite de la mauvaise conductibilité du verre, du bois, etc., que l'on peut tenir à la main l'extrémité d'une baguette de ces corps dont on échauffe l'autre extrémité. La différence de



conductibilité d'un métal, du marbre, du bois, etc., rend compte de la différence des impressions ressenties lorsqu'on met la main en contact avec ces divers corps également refroidis ou échauffés.

La bonne conductibilité des métaux fait généralement choisir ces corps pour la fabrication des divers ustensiles de ménage dans lesquels les aliments et les boissons doivent être cuits ou chauffés, et c'est aussi l'une des raisons pour lesquelles l'on construit en cuivre les chaudières des machines à vapeur par exemple.

On fait, au contraire, en bois, en ivoire, en corps mauvais conducteurs, les manches des récipients qui sont destinées à contenir des liquides chauds, et les manches de certains instruments tels que les thermo et les galvano-cautères, dont une extrémité doit être portée à une température élevée.

On entoure de corps mauvais conducteurs un corps chaud que l'on veut protéger contre le refroidissement par le milieu plus froid qui l'environne, et un corps froid dont on veut empêcher l'échauffement par le milieu plus chaud dans lequel il est plongé. Les gaz en général et l'air en particulier étant très mauvais conducteurs, on pourra avantageusement utiliser ces corps comme isolateurs calorifiques ; mais il est alors nécessaire de diviser la masse gazeuse par certaines substances mauvaises conductrices, laine, duvet, etc., afin de s'opposer autant que possible à la production de courants de convection.

C'est à cause de la mauvaise conductibilité des substances qui les constituent et de l'air qu'ils immobilisent, que les doubles murs en brique, les fourrures, les étoffes de laine, les vêtements ouatés, le duvet, la paille hachée, la sciure de bois, etc., protègent si bien contre le froid ou le chaud suivant le cas. Les doubles fenêtres ont une action analogue à celle des corps que nous venons de citer ; toutefois la transparence du verre pour certaines radiations et son opacité pour d'autres compliquent alors le phénomène.

La différence de conductibilité du bois et d'un métal donne lieu à la curieuse expérience suivante, qui sert d'autre part à comprendre l'action des toiles métalliques.

Si l'on colle une feuille de papier bien tendue sur un cylindre dont une moitié est en métal et l'autre en bois et que l'on place ensuite ce cylindre pendant un instant dans une flamme, la partie de la feuille de papier en contact avec le bois est carbonisée, tandis que l'autre partie reste intacte. Cela tient à ce que la chaleur communiquée par la flamme se répand rapidement dans la masse du



métal dont la température ne peut ainsi s'élever notablement pendant le temps que dure l'expérience, tandis qu'elle reste concentrée à la surface du bois, dont la température s'élève assez pour carboniser le papier.

C'est d'une façon analogue que s'explique l'action des toiles métalliques sur les flammes. Lorsqu'on écrase, avec une toile métallique à mailles serrées, la flamme d'un bec de gaz ou d'une bougie, la combustion n'a lieu qu'au-dessous de la toile. La chaleur de la flamme se dissémine et se répand, en effet, par conductibilité, dans toute la toile qui, en outre, à cause de sa grande surface, se refroidit rapidement au contact de l'air. La température, au-dessus de la toile, est dès lors insuffisante pour que les gaz qui ont échappé à la combustion puissent s'y enflammer. L'existence de ces gaz combustibles au-dessus de la toile métallique est d'ailleurs démontrée par ce fait que l'approche d'un corps enflammé en détermine la combustion.

On a utilisé les propriétés des toiles métalliques pour la construction de lampes de sûreté destinées à éviter les explosions de grisou dans les mines. La figure 187 représente la lampe Davy et la figure 188



Fig. 187. — Lampe Davy.

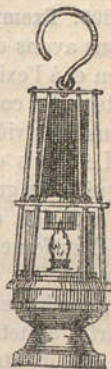


Fig. 188. — Lampe Combes.

la lampe Combes. Celle-ci ne diffère de la première que par la substitution d'un tube en verre à la portion de la toile métallique qui se trouve à la hauteur de la flamme. L'enceinte où brûle cette flamme ne communique, dans chacune de ces lampes, avec l'air extérieur qu'à travers les mailles de la toile métallique. Lorsque la lampe se trouve alors dans une atmosphère de grisou, celui-ci brûle ou fait explosion à l'intérieur de la lampe, mais l'inflammation ne peut se propager au dehors et l'ouvrier est prévenu de la présence du mélange explosif.

C'est encore sur les mêmes propriétés qu'est fondé l'emploi des rideaux métalliques pour séparer, en cas d'incendie, la scène d'un théâtre de la salle où se trouvent les spectateurs.

302. **Convection.** — Nous avons déjà dit que l'on appelait convec-



tion les courants qui prennent naissance dans une masse liquide ou gazeuse, dont tous les points ne sont pas à la même température, courants qui sont dus aux différences de densités que toute différence de température entraîne.

Ces courants de convection sont souvent visibles grâce aux différences d'indices de réfraction des parties plus ou moins chaudes et l'on peut même parfois les projeter; on peut en outre les mettre en évidence en mélangeant aux gaz des fumées et aux liquides des poussières qui ont sensiblement même densité que ces liquides ou que ces gaz et qui restent dès lors disséminées dans la masse fluide.

**303. Exemples de phénomènes dépendant de la convection.** — Nous avons déjà expliqué comment, grâce aux courants de convection et à l'existence d'un maximum de densité de l'eau, la température des couches inférieures ne descendait pas au-dessous de 4° dans les rivières ou les lacs suffisamment profonds.

Le corps de l'homme et des animaux, placé dans un milieu liquide ou gazeux dont la température est inférieure à la sienne, se refroidit en partie par suite de courants de convection dus à l'échauffement des couches de fluides en contact avec la surface du corps.

Le rôle des vêtements, s'ils ne sont pas trop amples, consiste en partie à mettre obstacle à la production de ces courants dans l'air et cela d'autant mieux qu'ils sont moins perméables.

Le tirage des cheminées, c'est-à-dire l'ascension dans les cheminées de l'air chaud qui a passé sur le foyer et des produits gazeux de la combustion est encore un phénomène de convection.

Un tirage analogue, déterminé par la combustion d'un bec de gaz dans un tuyau d'aspiration, constitue un bon procédé de ventilation des pièces dans lesquelles le tuyau d'aspiration aboutit.

Les phénomènes de convection interviennent encore pour brasser en quelque sorte l'air des pièces chauffées et en uniformiser la température.

Les cheminées-calorifères des systèmes Jolly, Fondé, etc., chauffent non seulement, comme les cheminées ordinaires, par le rayonnement direct du foyer, mais amènent en outre, vers la partie inférieure des pièces, de l'air chaud qui y pénètre par des courants de convection et qui, par convection encore, gagne le plafond, tandis que l'air plus froid alimente le foyer et s'échappe par le tuyau de la cheminée.



Les calorifères à air chaud sont constitués par un réservoir, qui doit se trouver à la partie inférieure de l'édifice à chauffer, et par une série de tuyaux, qui aboutissent à la partie inférieure des différentes pièces et dans lesquelles l'air chaud venu du foyer s'élève par convection.

Les calorifères à eau chaude ou à vapeur d'eau distribuent la chaleur aux différentes pièces de l'édifice grâce à une circulation par convection d'eau ou de vapeur d'eau dans des tuyaux métalliques. Ces tuyaux courent d'ailleurs à la partie inférieure des pièces, qu'ils chauffent par rayonnement et aussi par convection des couches d'air qui viennent successivement s'échauffer à leur contact.

## CHAPITRE IX

### CALORIMÉTRIE

304. **Quantités de chaleur.** — Dans les Chapitres qui précèdent, nous avons étudié les lois qui régissent les phénomènes (dilatations, changements d'état) produits par la chaleur, sans nous préoccuper de déterminer en quelle quantité il fallait faire intervenir l'agent calorifique pour produire ces phénomènes. C'est de la mesure de ces quantités que nous allons nous occuper actuellement.

Les méthodes de mesure, dont nous allons exposer les principes, ont d'ailleurs été imaginées avant que l'on eût des notions un peu précises sur la nature de la chaleur; toutefois ces méthodes sont encore exactes et le seront même le jour où l'on connaîtra dans tous ses éléments la nature du mouvement caractéristique de la chaleur. Cela tient à ce que les méthodes que nous allons passer en revue mesurent la quantité de chaleur nécessaire à la production d'un phénomène A par la quantité de chaleur correspondante et nécessaire pour provoquer un phénomène B qui est la conséquence du premier. En d'autres termes, un phénomène calorifique B étant la conséquence unique d'un autre phénomène A, la quantité de chaleur, absorbée ou dégagée par le premier, mesure celle qui est dégagée ou absorbée par le second, et peut inversement être mesurée par celle-ci.

On voit que, grâce à cette manière de faire, les mesures sont indépendantes de toute hypothèse et que les résultats auxquels on



arrive conserveront toute leur valeur le jour où la nature de la chaleur sera connue, puisqu'on se borne, en somme, à établir des relations d'équivalence entre les divers phénomènes auxquels la chaleur donne naissance.

On prend d'ailleurs pour unité de quantité de chaleur celle qui correspond à la production d'un phénomène dont le choix est arbitraire, mais dont les circonstances de production peuvent être rigoureusement définies et reproduites.

On a choisi pour unité la quantité de chaleur qu'il faut communiquer à un gramme d'eau distillée à 0° pour le porter à 1°; c'est la *calorie-gramme-degré* ou *petite calorie*. On emploie aussi une autre unité 1000 fois plus grande, définie par la variation de température de 0 à 1° d'un kilogramme d'eau distillée; c'est la *grande calorie* ou *calorie-kilogramme-degré*.

Pour évaluer en unités la quantité de chaleur nécessaire à la production d'un phénomène, on se base sur les propositions suivantes énoncées par Black.

1°. — On admet que, si un phénomène dégage, pour se produire, une quantité de chaleur  $Q$ , le phénomène exactement inverse exigera, pour sa production, l'absorption de la même quantité  $Q$  de chaleur. Ainsi la quantité de chaleur que dégage un kilogramme d'eau, par exemple, lorsque sa température s'abaisse de 20° à 0° est, d'après cette hypothèse, précisément égale à la quantité de chaleur qu'absorberait cette même masse d'eau pour passer de 0° à 20°.

2°. — On admet, en outre, ce que d'ailleurs l'expérience confirme, que la quantité de chaleur, absorbée ou dégagée par un même corps lorsqu'il subit la même modification calorifique, est proportionnelle au poids de ce corps. Ainsi 10 grammes d'eau absorbent pour passer de 0 à 1°, 10 fois plus de chaleur que 1 gramme du même liquide qui subirait la même variation de température.

3°. — Enfin, l'expérience montre que si l'on mélange un poids  $P$  d'eau à  $t^\circ$  avec le même poids  $P$  d'eau à  $t'^\circ$ , on obtient un poids  $2P$  d'eau dont la température est toujours sensiblement  $\frac{t+t'}{2}$ , pourvu que  $t$  et  $t'$  soient compris entre 0° et 60°. Il résulte de là que, entre ces limites, un même poids d'eau absorbe, pour s'élever de  $t$  à  $\frac{t+t'}{2}$ , la même quantité de chaleur que celle qu'il dégage pour s'abaisser d'un même nombre de degrés, de  $t'$  à  $\frac{t+t'}{2}$ . Si l'on rapproche ce



fait de la première hypothèse, on doit conclure qu'un gramme d'eau absorbe toujours la même quantité de chaleur, une calorie, pour élever sa température de un degré, quelle que soit sa température initiale, pourvu que cette température ne soit pas supérieure à 60°.

Il résulte de ce qui précède que, pour s'élever de  $t$  à  $t'$ , un poids  $P$  d'eau absorbera une quantité de chaleur  $Q$  donnée par la formule :

$$Q = P(t' - t),$$

qui fera connaître  $Q$  en *petites* ou en *grandes calories*, suivant que  $P$  représentera des grammes ou des kilogrammes.

Pour passer de  $t'$  à  $t$ , le même poids  $P$  d'eau dégagerait d'ailleurs la même quantité  $Q$  de chaleur.

305. **Chaleur spécifique.** — Soit  $Q$  la quantité de chaleur nécessaire pour faire passer un gramme d'un corps de la température  $t$  à la température plus élevée  $t'$ . On appelle *chaleur spécifique moyenne* du corps entre  $t$  et  $t'$ , le rapport :

$$\frac{Q}{t' - t}.$$

L'expérience montre qu'en général la valeur de ce rapport est indépendante de la valeur absolue des températures  $t$  et  $t'$ ; on peut alors dire que la chaleur spécifique d'un corps est la quantité de chaleur nécessaire pour augmenter de 1° la température de ce corps, quelle que soit d'ailleurs sa température initiale.

Si l'on représente par  $c$  la chaleur spécifique d'un corps, la quantité  $Q$  de chaleur, nécessaire pour faire passer un poids  $P$  de ce corps de la température  $t$  à la température plus élevée  $t'$ , sera :

$$Q = Pc(t' - t).$$

Cette même expression représente aussi, d'après la proposition 1° du paragraphe 304, la quantité de chaleur que doit perdre le corps pour passer de la température  $t'$  à la température plus basse  $t$ .

La quantité de chaleur nécessaire pour faire passer de  $t$  à  $t'$  un poids d'eau représenté par le produit  $Pc$  serait précisément égale à  $Pc(t' - t)$ , c'est-à-dire à la quantité de chaleur qu'il faut communiquer à un poids  $P$  d'un corps de chaleur spécifique  $c$  pour lui faire subir la même variation de température. C'est pour cette



raison que le produit  $Pc$ , que l'on représente alors par une seule lettre, est appelé *poids réduit en eau, valeur en eau ou capacité calorifique* du corps considéré.

Lorsque plusieurs corps de poids  $p, p', \dots$  et de chaleurs spécifiques  $c, c', \dots$  passent tous d'une température  $t$  à une autre température  $t'$ , la quantité totale de chaleur absorbée est :

$$Q = pc(t' - t) + p'c'(t' - t) + \dots = (pc + p'c' \dots)(t' - t).$$

La somme  $pc + p'c' + \dots$  est encore appelée, dans ce cas, *poids réduit en eau* de l'ensemble des corps considérés.

On voit par ce qui précède que, pour pouvoir évaluer une quantité de chaleur absorbée ou dégagée, il suffit de connaître, en outre du poids et des variations de température du corps qui s'échauffe ou se refroidit, la chaleur spécifique de ce corps. Cette chaleur spécifique peut être déterminée par plusieurs méthodes, dites *calorimétriques*, que nous allons successivement indiquer. Les appareils que nécessite la mise en pratique de ces méthodes portent le nom de *calorimètres*.

**306. Méthode du puits de glace.** — Cette méthode, imaginée par Wilcke, a été employée par Black et par Irvine. La disposition adoptée par Black est la suivante.

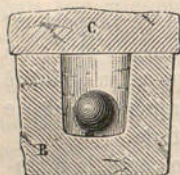


Fig. 189. — Puits de glace.

Un poids  $p$  du corps dont on veut déterminer la chaleur spécifique est porté à une température  $t$ , puis introduit dans une cavité creusée dans un bloc B (fig. 189) de glace, bien pure, à  $0^\circ$  et préalablement séchée ; la cavité est ensuite recouverte d'un fragment bien sec C de glace également pure et à  $0^\circ$ . Au bout d'un temps suffisant la température du corps s'est abaissée à  $0^\circ$  et la chaleur perdue a provoqué la

fusion d'un poids  $\pi$  de glace que l'on détermine en recueillant et pesant l'eau provenant de la fusion.

La quantité de chaleur perdue par le corps est, d'après ce que nous avons dit plus haut, égale à  $pc t$ , en désignant par  $c$  la chaleur spécifique moyenne de ce corps entre  $0$  et  $t$ . Cette quantité de chaleur a été tout entière employée, par suite de la disposition adoptée, à faire passer le poids  $\pi$  de l'état de glace à  $0^\circ$  à l'état d'eau dont la température est également  $0^\circ$ , puisque cette eau est restée en contact avec la glace. Si donc nous désignons par  $\lambda$  la chaleur de fusion de la glace (§ 314), c'est-à-dire la quantité de chaleur ou



le nombre de calories nécessaires pour transformer un gramme de glace à  $0^{\circ}$  en un gramme d'eau à  $0^{\circ}$ , la quantité de chaleur absorbée par la fusion de  $\pi$  grammes de glace dans ces conditions sera  $\pi\lambda$ . On aura donc :

$$pct = \pi\lambda,$$

égalité d'où l'on tirera  $c$ , si  $\lambda$  a été préalablement déterminé comme nous l'indiquons ci-dessous.

En adoptant des dispositions convenables, la méthode du puits de glace peut être employée pour la mesure des chaleurs spécifiques des liquides.

On peut également employer cette méthode pour la détermination de la chaleur latente  $\lambda$  de fusion de la glace qui entre dans la formule précédente. Il suffit pour cela d'effectuer une expérience avec un poids  $P$  d'eau à  $T^{\circ}$ ; on a alors, en désignant par  $\Pi$  le poids de l'eau de fusion dans ces nouvelles conditions :

$$PT = \Pi\lambda,$$

d'où l'on pourra tirer  $\lambda$ .

*Calorimètre de Bunsen.* — Lavoisier et Laplace ont apporté à la méthode du puits de glace, telle que nous venons de la décrire, quelques modifications qui présentent plus d'inconvénients que d'avantages, aussi ne parlerons-nous point de leur appareil qui est aujourd'hui entièrement abandonné. La modification imaginée par Bunsen est plus heureuse; elle consiste à évaluer la quantité de glace fondue et par suite la quantité de chaleur cédée par le corps, non plus d'après le poids de l'eau de fusion, poids qu'il est toujours difficile de déterminer exactement, mais d'après la diminution de volume qui est la conséquence du passage de la glace à l'état liquide.

La glace mélangée avec de l'eau à  $0^{\circ}$  est enfermée dans un récipient en verre A (fig. 190), analogue au réservoir d'un thermomètre

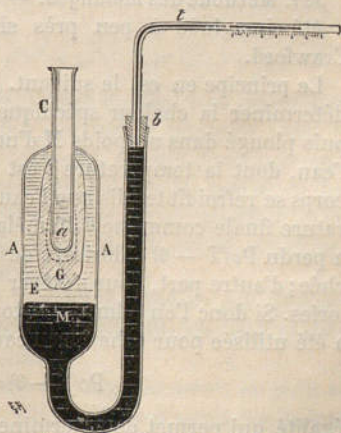


Fig. 190. — Calorimètre de Bunsen.



et présentant à sa partie supérieure un infundibulum  $a$  en verre mince qui permet de placer, au centre même de la glace, le corps dont on veut déterminer la chaleur spécifique. A la partie inférieure du réservoir est soudé un tube coudé qui se termine par un tube  $t$  de calibre assez fin. La partie inférieure du réservoir et les tubes, sont remplis de mercure  $M$ . Lorsque l'appareil est suffisamment protégé contre les causes extérieures de refroidissement ou d'échauffement, le déplacement de la colonne mercurielle dans le tube  $t$  ne peut être du qu'à la diminution de volume qu'éprouve, en passant à l'état liquide, la glace fondue par la chaleur que cède le corps en expérience. La valeur de ce déplacement pourra donc permettre, grâce à des déterminations préalables, d'évaluer la quantité de glace fondue ou de chaleur cédée. Nous ne saurions insister plus longuement ici sur les détails de cette méthode, qui est moins fréquemment employée que celle des mélanges par suite du temps que nécessitent et des précautions qu'exigent la mise en état et la mise en marche de l'appareil. Cette méthode est d'ailleurs susceptible d'une grande précision et présente, entre autres avantages, celui de permettre de déterminer la chaleur spécifique de substances dont on ne possède que de petites quantités.

307. **Méthode des mélanges.** — Cette méthode, la plus employée, a été imaginée à peu près simultanément par Black et par Crawford.

Le principe en est le suivant. Un poids  $P$  du corps dont on veut déterminer la chaleur spécifique, est porté à une température  $T$ , puis plongé dans un poids  $M$  d'un liquide, le plus généralement de l'eau, dont la température  $t$  est ordinairement inférieure à  $T$ . Le corps se refroidit tandis que l'eau s'échauffe, et l'on note la température finale commune  $\theta$  du mélange. Pour passer de  $T$  à  $\theta$ , le corps a perdu  $Pc(T - \theta)$  calories,  $c$  désignant la chaleur spécifique cherchée; d'autre part, pour s'élever de  $t$  à  $\theta$ , l'eau a gagné  $M(\theta - t)$  calories. Si donc l'on admet que toute la chaleur perdue par le corps a été utilisée pour échauffer l'eau, on peut écrire :

$$Pc(T - \theta) = M(\theta - t), \quad (1)$$

égalité qui permet de déterminer  $c$ .

Mais on ne peut disposer l'expérience de telle sorte que toute la chaleur cédée par le corps soit uniquement absorbée par l'eau. Aussi l'équation qui correspond aux conditions de l'expérience est-elle moins simple que nous ne l'avons indiqué.



Tout d'abord, en effet, le corps à échauffer est généralement placé, dans une petite corbeille en fil de laiton très mince, s'il est solide, dans une enveloppe de verre, s'il est liquide, et la corbeille de fil de laiton ou l'enveloppe de verre sont plongées en même temps que le corps dans la masse M d'eau. La chaleur perdue est donc en réalité  $(Pc + p_1c_1)(T - \theta)$  en désignant par  $p_1$  et  $c_1$  le poids et la chaleur spécifique de la corbeille ou de l'enveloppe de verre.

D'autre part, la masse M d'eau est contenue dans un récipient. Ce récipient est d'ailleurs en un métal bon conducteur, en général du laiton, afin qu'il puisse se mettre rapidement en équilibre avec l'eau qu'il renferme, et ses parois sont très minces, afin que la quantité de chaleur qu'il absorbe soit très faible. En outre, il est nécessaire de faire plonger dans l'eau du calorimètre un thermomètre à mercure, qui en fera connaître les températures initiale et finale, et un agitateur destiné à brasser le liquide et à en rendre la température homogène. Si donc l'on désigne par  $p'$ ,  $p''$ ,  $p'''$ ,  $p^{iv}$ , le poids du vase, du verre du thermomètre, du mercure et de l'agitateur, par  $c'$ ,  $c''$ ,  $c'''$ ,  $c^{iv}$ , les chaleurs spécifiques correspondantes, l'égalité qui tient compte du refroidissement du corps et de la corbeille ou de l'enveloppe en verre, ainsi que de l'échauffement de l'eau, du vase en laiton, du thermomètre et de l'agitateur, sera :

$$(Pc + p_1c_1)(T - \theta) = (M + p'c' + p''c'' + p'''c''' + p^{iv}c^{iv})(\theta - t). \quad (2)$$

Pour obtenir des résultats précis, il faut d'ailleurs se préoccuper encore des échanges de chaleur qui peuvent se produire entre le calorimètre et les corps qui le touchent ou qui l'environnent, rendre, par exemple, aussi minimes que possible les pertes ou les gains de chaleur qu'éprouve le calorimètre par conductibilité ou par rayonnement, ou tenir compte de ces pertes ou de ces gains, lorsqu'ils ont une valeur appréciable.

On rend facilement négligeable la perte de chaleur par conductibilité en supportant le calorimètre sur deux fils de soie croisés et sur des bouchons de liège appointés.

Pour diminuer la perte de chaleur par rayonnement, on polit la face externe du calorimètre C (fig. 191) et on le dispose, en le supportant comme nous venons de l'indiquer, à l'intérieur d'un second vase C', de forme identique, un peu plus large et un peu plus haut, et dont les deux faces sont également polies. Nous verrons, lorsque nous étudierons les lois du rayonnement calorifique, que



cette disposition a pour effet, d'une part, de diminuer et de renvoyer sur le calorimètre C la chaleur rayonnée par sa face externe, d'autre part, évidemment, de protéger l'appareil contre le rayonnement des corps placés autour de lui.

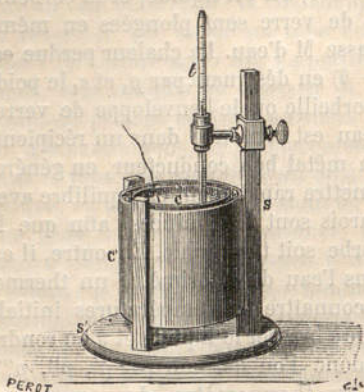


Fig. 191. — Calorimètre.

Malgré ces précautions, la perte de chaleur conserve toujours, en particulier à cause du rayonnement qui se produit par la partie supérieure du calorimètre, une valeur appréciable dont on doit tenir compte, ce qu'il est possible de faire au moyen de déterminations et de calculs que nous ne pouvons rapporter ici. Mais Rumford a indiqué une méthode, dite

de *compensation*, qui permet de rendre l'influence perturbatrice du rayonnement assez minime pour qu'on puisse la négliger lorsqu'on n'a pas besoin d'une grande précision.

La méthode de Rumford consiste à déterminer, par une première expérience approximative, l'élévation de température  $\theta - t = d$  qu'éprouve le calorimètre, lorsqu'on y plonge le corps à T; on fait alors en sorte, au moment de l'expérience définitive, que la température du calorimètre soit, au début, inférieure de  $\frac{d}{2}$  degrés à la température ambiante  $t'$ . La température finale est, dans ces conditions, sensiblement supérieure de  $\frac{d}{2}$  degrés à la température ambiante  $t'$ , et l'expérience peut être décomposée en deux phases: l'une, pendant laquelle le calorimètre passe de la température initiale  $t' - \frac{d}{2}$  à la température ambiante  $t'$  et reçoit de la chaleur des corps environnants; l'autre, pendant laquelle le calorimètre passe de la température ambiante  $t'$  à la température finale  $t' + \frac{d}{2}$  et rayonne de la chaleur vers les corps voisins. Rumford admettait que, dans ces conditions, le gain de chaleur était



égal à la perte. Cette compensation n'est pas, en réalité, rigoureuse, par suite de l'inégale durée des deux phases de l'expérience, le calorimètre mettant moins de temps pour passer de  $t - \frac{d}{2}$  à  $t'$  que pour passer de  $t'$  à  $t' + \frac{d}{2}$ . Toutefois la compensation est suffisante, lorsqu'on ne veut pas atteindre le maximum de précision.

L'équation (2) de la page 413 donnera la chaleur spécifique cherchée, à condition que l'on connaisse les chaleurs spécifiques  $c'$ ,  $c''$ ... du laiton, du verre...

Pour déterminer les chaleurs spécifiques  $c'$ ,  $c''$ ,  $c'''$ ..., il suffit de faire un nombre convenable d'expériences préalables, à l'aide de fragments de laiton, de verre, etc., identiques à ceux employés. On établira ainsi des équations, analogues à l'équation (2), en nombre suffisant pour pouvoir en tirer les valeurs de  $c'$ ,  $c''$ ,  $c'''$ ...

*Appareil de Regnault. Marche d'une expérience.* Afin de rendre l'expérience plus rapide et de supprimer quelques causes d'erreur dont il n'a pas été parlé encore, Regnault a adopté, entre autres, la disposition suivante.

L'étuve destinée à chauffer le corps, figurée à part et en coupe à droite et en haut de la figure 192, se compose de trois enveloppes concentriques en fer blanc. La partie centrale C est destinée à recevoir le corps, réduit en fragments, s'il est solide, contenu dans des tubes en verre, s'il est liquide, et placé dans une petite corbeille E en fil de laiton, représentée à part sur la figure 193; cette partie de l'étuve est fermée, en haut, par un bouchon qui retient un fil G (fig. 192) auquel la corbeille est suspendue et qui est traversé par un thermomètre T dont le réservoir occupe le centre de la corbeille; en bas, la fermeture de cette partie de l'étuve est obtenue par un double registre L qui emprisonne une couche d'air isolatrice, et que l'on peut retirer à volonté pour livrer passage à la corbeille, au moment où cette corbeille doit être plongée dans le calorimètre. Dans l'espace annulaire DD, compris entre l'enveloppe centrale de l'étuve et l'enveloppe suivante, circule un courant de vapeur d'eau qui arrive par H et qui ne peut s'échapper par le tube M qu'après avoir traversé l'espace annulaire BB, compris entre la seconde et la troisième enveloppe; cette disposition met la seconde enceinte DD à l'abri du refroidissement par l'air extérieur. La vapeur d'eau est d'ailleurs fournie par une chaudière A et se condense dans un réfrigérant O. L'étuve est elle-même dis-



posée sur une boîte métallique KK dans laquelle on fait circuler un courant d'eau froide, afin de mettre le calorimètre R, amené sous l'étuve, à l'abri du rayonnement de la chaudière et de l'étuve ;

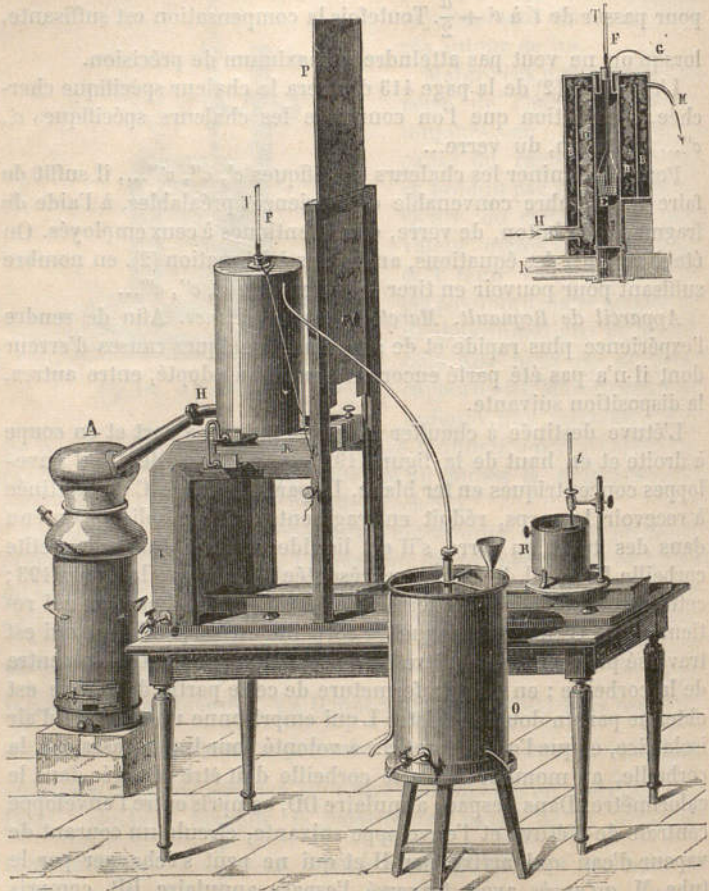


Fig. 192. — Appareil calorimétrique de Regnault.

un écran P, que l'on peut abaisser, ou relever comme sur la figure, protège de même le calorimètre, lorsqu'il est en R.

Le mode opératoire est le suivant. La vapeur d'eau circulant



dans l'étuve et l'écran P étant baissé, on attend que le thermomètre T indique une température invariable depuis une demi-heure environ, on verse en R un poids connu d'eau à une température convenable, et l'on observe avec une lunette le thermomètre  $t$ . On soulève alors l'écran P, on amène le calorimètre sous l'étuve en le faisant glisser sur des rails disposés à cet effet, on ouvre le double registre en tirant sur la poignée I et l'on fait descendre rapidement la corbeille dans le calorimètre, qu'on retire aussitôt pour le ramener en R, puis on abaisse l'écran P et l'on observe avec la lunette le thermomètre  $t$ , pendant qu'un aide agite dans l'eau du calorimètre la corbeille qu'il soutient par son fil de suspension. Le mercure s'élève d'abord rapidement dans le thermomètre  $t$ , atteint un maximum, puis redescend; c'est la température du maximum que l'on note et que l'on doit porter dans la formule (2) à la place de  $\theta$ .



Fig. 193. — Corbeille en fil de laiton.

*Calorimètre de Berthelot.* — Berthelot a fait construire, pour la mesure des quantités de chaleur dégagées ou absorbées par les réactions chimiques, un calorimètre (fig. 194) disposé de telle sorte que l'influence du rayonnement sur la température finale soit moindre encore que dans l'appareil de Regnault, décrit ci-dessus. On obtient ce résultat en plaçant un calorimètre ordinaire, constitué par deux vases concentriques G et E, dans une enceinte à température constante, formée par une double enveloppe en fer blanc qui contient, dans l'espace inter-cylindrique H, une masse d'eau considérable, et qui est revêtue extérieurement d'une couche épaisse de feutre  $\phi\phi\phi$ . Les deux vases du calorimètre proprement dit et l'enveloppe sont, du reste, fermés

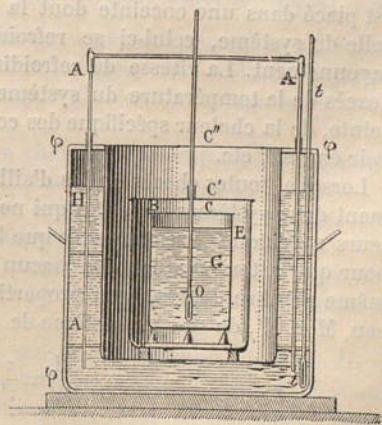


Fig. 194. — Calorimètre de Berthelot.



par des couvercles C, C', C'', munis d'ouvertures destinées à laisser passer les tiges d'un thermomètre O et d'un agitateur qui n'est pas représenté sur la figure. Un autre agitateur AA permet de mélanger les diverses couches de la masse d'eau contenue en H, et de maintenir ainsi uniforme la température de cette masse.

*Calorimètre de Favre et Silbermann.* — Cet instrument, destiné surtout aux recherches de thermochimie, est constitué par une sorte de thermomètre à mercure à très gros réservoir et à tige très fine. Le réservoir est constitué par une sphère en verre ou en fer dont la surface est creusée de moufles, à parois métalliques, à l'intérieur desquels on fait produire le phénomène calorifique que l'on veut mesurer quantitativement. La chaleur dégagée ou absorbée fait varier la température du mercure dont la surface libre se déplace dans la tige. C'est de l'observation de ce déplacement que l'on peut déduire, grâce à des déterminations préalables, la quantité de chaleur absorbée ou dégagée par le phénomène étudié. Le réservoir de l'instrument est d'ailleurs enfermé dans une caisse remplie de duvet, ce qui le met à l'abri de toute cause perturbatrice de refroidissement.

308. **Méthode du refroidissement.** — Lorsqu'un système de corps est placé dans une enceinte dont la température est inférieure à celle du système, celui-ci se refroidit par conductibilité et par rayonnement. La vitesse du refroidissement dépend d'ailleurs de l'excès de la température du système de corps sur celle de l'enceinte, de la chaleur spécifique des corps en présence, de leur pouvoir émissif, etc.

Lorsque, toutes choses égales d'ailleurs, on considère successivement deux systèmes de corps qui ne diffèrent que par leurs chaleurs spécifiques, on démontre que les temps  $\tau$  et  $\tau'$ , nécessaires pour que la température de chacun des systèmes s'abaisse d'un même nombre de degrés, sont proportionnels aux poids réduits en eau, M et M', de chaque système de corps. On a donc :

$$\frac{M}{M'} = \frac{\tau}{\tau'}$$

et l'on peut déduire de cette égalité l'une des chaleurs spécifiques qui entrent dans les valeurs explicites de M et de M', si l'on connaît les autres.

Cette méthode est surtout utilisable pour la détermination de la chaleur spécifique des liquides.



309. **Chaleurs spécifiques des gaz. Leur mesure.** — Il y a lieu de considérer pour les gaz deux chaleurs spécifiques, de même qu'il y a eu à distinguer pour ces corps deux coefficients de dilatation.

On peut, en effet, définir la chaleur spécifique d'un gaz par la quantité de chaleur  $C$  qui est nécessaire pour élever d'un degré l'unité de poids de ce gaz, lorsqu'on le laisse se dilater librement et que sa pression reste par suite constante. C'est la *chaleur spécifique sous pression constante*, dont la définition est tout à fait analogue à celle de la chaleur spécifique des solides et des liquides.

On peut encore définir la chaleur spécifique d'un gaz par la quantité de chaleur  $c$  qu'absorbe l'unité de poids de ce gaz, lorsqu'on élève sa température d'un degré en maintenant son volume constant. On a ainsi la *chaleur spécifique sous volume constant*.

La chaleur spécifique  $C$  sous pression constante est la seule qu'on soit parvenu jusqu'ici à mesurer directement; on a adopté pour cela une disposition dérivée de la méthode des mélanges et dans les détails de laquelle nous ne pouvons entrer ici. Diverses méthodes dues à Clément et Desormes, à Cazin, à Dulong, à Jamin et

Richard, ont permis d'autre part de déterminer le rapport  $\frac{C}{c}$  qui existe, pour un même gaz, entre sa chaleur spécifique sous pression constante et sa chaleur spécifique sous volume constant. Connaissant la valeur de ce rapport et celle de  $C$ , on a pu déterminer  $c$ .

310. **Résultats relatifs aux chaleurs spécifiques des différents corps.** — La chaleur spécifique varie avec la nature du corps.

La chaleur spécifique de tous les corps, l'hydrogène excepté, est moindre que la chaleur spécifique de l'eau, c'est-à-dire que 1.

Pour un même corps, la chaleur spécifique dépend de son état physique; elle est plus grande à l'état liquide, qu'à l'état solide et qu'à l'état gazeux.

La chaleur spécifique d'un même corps dépend encore de sa structure. C'est ainsi que le soufre octaédrique n'a pas la même chaleur spécifique que le soufre prismatique, le carbone amorphe que le carbone cristallisé.

Les actions mécaniques, martelage, écrouissage, etc., auxquelles un corps solide peut être soumis, ont une influence sur la valeur de sa chaleur spécifique, qui diminue en général lorsque ces actions ont produit un accroissement de densité du corps. C'est ainsi que



la chaleur spécifique du cuivre battu à froid est moindre que celle du cuivre fondu.

Pour un même solide ou un même liquide, la chaleur spécifique augmente avec la température, et ces variations sont parfois assez notables. La chaleur spécifique du carbone est 0.0947 à 0° et 0.43 à la température de 600°.

Pour les liquides, la chaleur spécifique  $c$  à une température quelconque  $t$  est donnée par une formule de la forme :

$$c = A + Bt + Ct^2,$$

dans laquelle A, B, C représentent des constantes qui varient avec la nature du corps.

Quand il s'agit d'un solide, on peut se contenter en général d'une formule à deux termes :

$$c = A + Bt.$$

La chaleur spécifique C des gaz sous pression constante est plus grande que la chaleur spécifique  $c$  sous volume constant. On se rend compte de ce fait en remarquant que, quand on élève d'un degré l'unité de poids d'un gaz sous pression constante, on peut admettre qu'on lui a communiqué d'abord la quantité de chaleur  $c$  nécessaire pour élever d'un degré la température de cette masse gazeuse sous volume constant, ce qui fait croître sa force élastique, et qu'on le laisse se dilater ensuite et revenir à la pression initiale tout en maintenant sa température constante. Or, lorsqu'on laisse le gaz se dilater pour ramener sa force élastique à ce qu'elle était au début, ce gaz se refroidit, pour des raisons que nous donnerons en thermodynamique, si bien qu'il est nécessaire de lui communiquer une nouvelle quantité de chaleur  $l$  si l'on veut maintenir sa température à 1° au-dessus de sa température initiale.

La quantité C de chaleur nécessaire pour élever de 1° la température de l'unité de poids du gaz sous pression constante est donc égale à  $c$  augmenté de la quantité de chaleur  $l$ .

La chaleur spécifique sous pression constante des gaz très éloignés de leur point de liquéfaction est indépendante de la température. Pour l'air, par exemple, la chaleur spécifique est sensiblement la même entre 0° et 200°, ce qui montre que les températures fournies par le thermomètre à air sont sensiblement proportionnelles aux quantités de chaleur correspondantes absorbées par la masse d'air du thermomètre.



La chaleur spécifique sous pression constante des gaz suffisamment rapprochés de leur point de liquéfaction augmente avec leur température.

Cette même chaleur spécifique des gaz sous pression constante est, d'après les expériences de Regnault, indépendante de la valeur de la pression sous laquelle on la mesure.

311. **Loi de Dulong et Petit.** — Cette loi, établie par Dulong et Petit, s'énonce de la manière suivante :

*Le produit CA de la chaleur spécifique C d'un corps simple à l'état solide par son poids atomique A est un nombre constant.*

Le poids atomique A d'un corps représentant le poids relatif d'un atome de ce corps par rapport au poids de l'atome d'hydrogène, le produit AC exprime proportionnellement la quantité de chaleur nécessaire pour élever de 1° la température d'un atome de ce corps. La loi de Dulong et Petit exprime donc qu'il faut fournir la même quantité de chaleur aux atomes de tous les corps simples pour élever leur température de 1° ou d'un même nombre de degrés.

En réalité, le produit AC n'est pas rigoureusement constant, comme cela résulte des nombreuses déterminations de Regnault ; la valeur moyenne de ce produit est 6.4, mais elle oscille entre 3.5 et 6.9. Ces variations sont donc très faibles, eu égard aux variations considérables que l'on observe dans les valeurs de chacun des termes, poids atomique et chaleur spécifique des différents corps. Si d'ailleurs les déterminations expérimentales ne donnent pas des résultats d'une constance rigoureuse, ce fait peut tenir uniquement à ce que la chaleur spécifique d'un même corps dépend de son état moléculaire et de sa température. Les écarts observés n'enlèvent donc rien à la valeur de la loi de Dulong et Petit, que l'on peut regarder comme rigoureusement exacte pour tous les corps considérés dans un état physique rigoureusement identique.

La loi de Dulong et Petit s'applique également aux gaz simples suffisamment éloignés de leur point de liquéfaction ; la valeur moyenne du produit AC du poids atomique par la chaleur spécifique sous pression constante est alors, non plus 6.4, mais 3.4. La loi de Dulong et Petit n'est plus exacte dès que le gaz s'écarte sensiblement de la loi de Mariotte.

On sait que les densités des gaz suffisamment éloignés de leur point de liquéfaction sont proportionnelles à leurs poids atomiques ;



on peut donc conclure de la constance du produit AC à celle du produit  $d_0C$  de la densité par la chaleur spécifique. La quantité de chaleur Q nécessaire pour élever d'un degré la température d'un volume V d'un gaz à la température  $t$  et sous la pression H étant égale au produit du poids du gaz considéré par sa chaleur spécifique, cette quantité Q sera donnée par la formule :

$$Q = 0.001293d_0 \frac{VH}{76(1 + \alpha t)} \times C.$$

Le produit  $d_0C$  étant constant, la quantité de chaleur Q nécessaire pour élever de 1° la température d'un volume V d'un gaz simple suffisamment éloigné de son point de liquéfaction (1) est donc indépendante de la nature du gaz considéré, pourvu que le rapport  $\frac{H}{76(1 + \alpha t)}$  soit toujours le même, c'est-à-dire que le volume V soit toujours mesuré dans les mêmes conditions de température et de pression. Des volumes égaux de gaz simples absorberont donc, dans ces conditions, la même quantité de chaleur pour élever de 1° leur température. Cette loi, énoncée sous une forme plus générale par Delaroche et Bérard, se vérifie sensiblement dans les conditions que nous avons précisées.

**312. Lois de Neumann et de Dulong.** — La loi découverte par Neumann, et généralisée par Regnault, peut s'énoncer comme suit :

*Pour les composés de constitution chimique analogue, le produit de la chaleur spécifique par le poids moléculaire est un nombre constant. Ce nombre varie d'ailleurs d'une classe de composés à l'autre.*

Pour les gaz composés, Dulong a énoncé les lois suivantes :

*Les gaz formés de volumes égaux de deux gaz simples, sans condensation, exigent, à volume égal, même quantité de chaleur que les gaz simples pour élever leur température de 1°.*

*Les divers gaz formés de volumes inégaux de deux gaz simples avec le même degré de condensation, exigent, à volume égal, la même quantité de chaleur pour élever leur température d'un degré. Cette quantité de chaleur diffère de celle qu'exigerait, dans les mêmes conditions, un même volume de gaz simple.*

Ces lois, qui ne sont qu'approchées et ne sont guère applicables que lorsque les gaz sont suffisamment éloignés de leur point de

(1) Le poids du volume V de gaz n'est égal à  $0.001293d_0 \frac{VH}{76(1 + \alpha t)}$  que si le gaz est suffisamment éloigné de son point de liquéfaction.



liquéfaction, peuvent, d'ailleurs, être formulées d'une façon analogue à la loi de Neumann. On peut dire, en effet, que : *Le produit de la chaleur spécifique d'un gaz composé par son poids moléculaire est un nombre constant pour les gaz formés avec même condensation.* La valeur du produit constant dépend d'ailleurs du degré de la condensation.

313. **Loi de Wæstyn.** — Wæstyn admit que les corps simples conservaient, lorsqu'ils faisaient partie d'une combinaison, la même chaleur spécifique qu'à l'état libre, sous le même état physique. On était, dès lors, conduit à énoncer cette loi, que l'expérience a vérifiée, et qui est connue sous le nom de loi de Wæstyn :

*La capacité calorifique d'un composé est égale à la somme des capacités calorifiques de ses éléments considérés isolément sous le même état.*

Soit, par exemple,  $X^n Y^{n'} Z^{n''}$  la formule d'un composé dont la molécule, de poids  $M$ , renferme  $n, n', n''$  atomes des corps simples  $X, Y, Z$  dont les poids atomiques sont  $a, a', a''$ . Soient, en outre,  $C$  la chaleur spécifique du composé,  $c, c', c''$  les chaleurs spécifiques des corps simples  $X, Y, Z$ , considérés isolément sous le même état que celui sous lequel ils se trouvent dans le composé. La loi de Wæstyn se traduit par la formule :

$$MC = nac + n'a'c' + n''a''c'', \quad (1)$$

que Wæstyn a trouvée vérifiée pour un grand nombre de corps.

En admettant que la loi de Wæstyn soit applicable à tous les cas, on peut employer la formule (1) pour calculer la chaleur spécifique de l'un des éléments d'un composé; il suffit pour cela de connaître le poids atomique de cet élément, la chaleur spécifique et le poids atomique des autres éléments, enfin la formule du composé et sa chaleur spécifique. Wæstyn a trouvé ainsi 0.29 pour la chaleur spécifique de l'oxygène dans divers oxydes métalliques; ce nombre représenterait donc la chaleur spécifique de l'oxygène solide. Garnier a trouvé de même, pour la chaleur spécifique de l'eau des sels hydratés, le nombre 0.3, qui n'est autre que la chaleur spécifique de l'eau à l'état solide.

Nous avons vu que, d'après la loi de Dulong et Petit, les produits  $ac, a'c', a''c''$ , qui entrent dans la formule (1), étaient sensiblement constants et égaux à 6.4 pour les corps simples solides. La formule (1) devient alors :

$$MC = (n + n' + n'')6.4;$$



mais comme la loi de Dulong et Petit n'est elle-même qu'une loi approchée, cette nouvelle formule se vérifie moins bien que la précédente.

Remarquons encore que, si l'on admet la constance du produit  $ac$ , la loi de Neumann devient un cas particulier de celle de Wæstyn.

314. **Chaleur de fusion.** — On appelle *chaleur de fusion* ou *chaleur de solidification* d'un corps, le nombre de calories nécessaires pour faire passer l'unité de poids de ce corps de l'état solide à l'état liquide, sans changement de température, ou le nombre de calories, égal au précédent, qu'il faut soustraire au corps pour produire, dans les mêmes conditions, le passage inverse.

Les chaleurs de fusion ou de solidification se déterminent, en général, par la méthode des mélanges ; on mesure l'une ou l'autre de ces quantités de chaleur, suivant que le corps est liquide ou solide à la température ordinaire.

1° *Le corps est liquide à la température ordinaire.* On refroidit un poids  $P$  du corps à une température  $t$  inférieure à son point de fusion  $\tau$  et on le plonge dans le calorimètre dont l'eau est à une température  $t'$  convenablement choisie.

Soient  $M$  le poids de cette eau,  $m$  la valeur en eau du calorimètre (accessoires compris) et  $\theta$  la température finale qui doit évidemment être supérieure à  $\tau$ . Le calorimètre, en se refroidissant de  $t'$  à  $\theta$ , a perdu  $(M + m)(t' - \theta)$  calories. D'autre part, le corps s'est réchauffé de  $t$  à  $\tau$  à l'état solide, puis s'est liquéfié et s'est ensuite réchauffé de  $\tau$  à  $\theta$  à l'état liquide ; si donc on désigne par  $c$  sa chaleur spécifique à l'état solide, par  $\lambda$  sa chaleur de fusion que l'on veut déterminer, par  $c'$  sa chaleur spécifique à l'état liquide, la quantité de chaleur empruntée par le corps au calorimètre est égale à  $Pc(\tau - t) + P\lambda + Pc'(\theta - \tau)$ .

On peut donc écrire :

$$(M + m)(t' - \theta) = Pc(\tau - t) + P\lambda + Pc'(\theta - \tau). \quad (1)$$

Il y a lieu évidemment, si l'on veut obtenir des résultats précis, de tenir compte de toutes les circonstances accessoires, ainsi que nous l'avons indiqué lors de la détermination des chaleurs spécifiques.

L'équation (1) permettra de calculer  $\lambda$  si l'on connaît  $c$  et  $c'$ . La chaleur spécifique  $c'$  peut être mesurée par l'une des méthodes indiquées, le corps étant liquide à la température ordinaire ; quant à  $c$ , on pourra le déterminer par une seconde expérience identique



à celle que nous venons de décrire et faite avec le même poids P du corps que l'on solidifiera à une température différente de  $t$ ; on obtiendra ainsi une seconde équation qui, jointe à l'équation (1), permettra de calculer les quantités  $c$  et  $\lambda$ .

2° *Le corps est solide à la température ordinaire.* On chauffe un poids P du corps à une température  $t$  supérieure à son point de fusion  $\tau$ , puis on le plonge dans l'eau à  $t'$ , et l'on note la température finale  $\theta$  qui doit être inférieure à  $\tau$ .

Si nous désignons encore par M le poids de l'eau, par  $m$  la valeur en eau du calorimètre et des accessoires, par  $c'$  la chaleur spécifique du corps à l'état liquide, par  $\lambda$  la chaleur de solidification ou, ce qui revient au même, la chaleur de fusion, et par  $c$  la chaleur spécifique à l'état solide, on aura :

$$(M + m)(\theta - t') = Pc'(t - \tau) + P\lambda + Pc(\tau - \theta). \quad (1)$$

On pourra de même, dans les cas où  $c$  et  $c'$  ne sont pas connus, déterminer  $c$  par les méthodes décrites et établir, au moyen d'une seconde expérience exécutée en portant le corps à une température différente de  $t$ , une nouvelle équation qui, jointe à la précédente, permettra de calculer  $c'$  et  $\lambda$ .

L'eau est, de toutes les substances, celle dont la chaleur de fusion, 80 calories, est la plus grande.

315. **Chaleur de vaporisation.** — On appelle *chaleur latente de vaporisation* le nombre de calories nécessaires pour faire passer l'unité de poids d'un corps de l'état solide ou liquide à l'état de vapeur, sans changement de température, ou le nombre de calories, égal au précédent, qu'il faut soustraire au corps pour provoquer, dans les mêmes conditions, le passage inverse.

On détermine la chaleur de vaporisation par une méthode dérivée de celle des mélanges.

Le corps dont on cherche la chaleur de vaporisation est porté à l'ébullition sous une pression déterminée, et sa vapeur saturante, dont on note la température  $\tau$ , est amenée et condensée dans un serpentin <sup>(1)</sup> immergé dans l'eau d'un calorimètre; le liquide provenant de cette condensation est d'ailleurs réuni dans un petit

<sup>(1)</sup> Il est essentiel d'adopter une disposition telle que la vapeur ne puisse pas entraîner dans le serpentin des gouttelettes liquides; en outre on ne doit laisser arriver dans le serpentin que la vapeur provenant du liquide en pleine ébullition.



réservoir qui se trouve également immergé dans l'eau du calorimètre, dont il prend la température finale  $\theta$ .

Soient  $P$  le poids du liquide condensé, poids qu'il est facile de

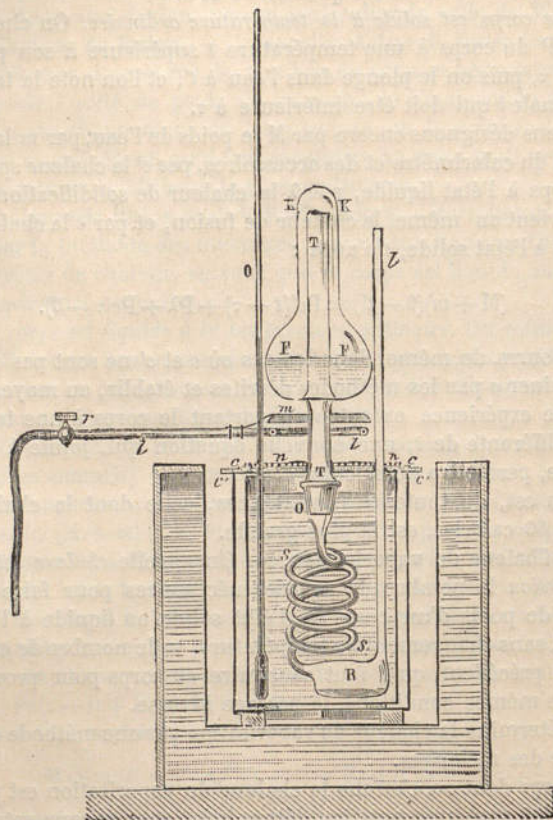


Fig. 195. — Appareil de Berthelot pour mesurer les chaleurs de vaporisation.

connaître au moyen d'une pesée,  $\lambda$  la chaleur de vaporisation à  $\tau$ ,  $c$  la chaleur spécifique du liquide. La chaleur cédée au calorimètre se compose de la chaleur  $P\lambda$ , abandonnée pendant la condensation, et de la chaleur  $Pc(\tau - \theta)$ , perdue par le liquide condensé pour passer de la température d'ébullition  $\tau$  à la température finale  $\theta$ . D'autre



part, si l'on représente par  $M$  le poids de l'eau contenue dans le calorimètre, par  $m$  la valeur en eau du calorimètre et des accessoires, y compris le serpentín, et par  $t$  la température initiale, la chaleur gagnée sera  $(M + m)(\theta - t)$ . On aura donc :

$$P\lambda + Pc(\tau - \theta) = (M + m)(\theta - t),$$

équation qui permettra de calculer  $\lambda$ , si l'on connaît  $c$  que l'on peut toujours déterminer par l'une des méthodes décrites.

De nombreuses dispositions ont été imaginées par Despretz, Regnault, etc., pour mesurer la chaleur de vaporisation. La figure 195, représente l'appareil très simple combiné par Berthelot à cet effet. Le liquide se place en FF, où on le chauffe à l'aide de la rampe à gaz  $U$ ; des écrans en bois et en carton  $c'c'$  et  $cc$ , recouverts d'une toile métallique  $mn$ , protègent le calorimètre contre le rayonnement de cette rampe. La vapeur formée pénètre dans le serpentín  $ss$  par l'extrémité supérieure du tube TT après avoir abandonné, pendant son ascension jusqu'à l'orifice de ce tube, les gouttelettes liquides mécaniquement entraînées; le liquide condensé se réunit dans un réservoir R qui communique avec l'atmosphère par le tube  $t$ , si bien que l'ébullition du liquide en FF se fait sous la pression atmosphérique. Le calorimètre est celui que nous avons décrit page 417.

316. **Résultats.** — La chaleur de vaporisation de l'eau à 100° est de 537 calories; c'est la plus forte chaleur de vaporisation connue.

La chaleur de vaporisation diminue, pour un même corps, à mesure que sa température s'élève. Pour l'eau, la chaleur de vaporisation aux diverses températures est, d'après les déterminations de Regnault, donnée par la formule :

$$\lambda = 606,5 - 0,695t.$$

D'après les expériences de Mathias, la chaleur latente devient rigoureusement nulle au point critique.

On appelle *chaleur totale de vaporisation* à  $t$  degrés le nombre de calories nécessaires pour transformer un gramme d'un corps pris à 0° en vapeur saturante à  $t$ °.

La chaleur totale  $Q$  de vaporisation des liquides peut, en général, être représentée par une expression de la forme :

$$Q = a + bt + ct^2,$$

dans laquelle  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , sont des constantes qui dépendent de la



nature du liquide et  $t$  la température finale des vapeurs formées.  
Pour l'eau, on a :

$$Q = 606,5 + 0,305t.$$

## CHAPITRE X

### MACHINES A VAPEUR

317. **Historique sommaire.** — C'est à un savant français Denis Papin que revient l'honneur d'avoir imaginé la première machine à vapeur, qui fut employée par l'inventeur en 1707 à actionner un bateau à roues. Cawley, Newcomen et Savery découvrirent l'importance de la condensation de la vapeur et utilisèrent la nouvelle machine pour mettre des pompes en mouvement; mais c'est surtout à Watt que sont dus les perfectionnements les plus importants qui ont rendu la machine à vapeur réellement pratique.

318. **Principe de la machine à vapeur.** — Nous avons vu que, lorsqu'on chauffe de l'eau dans un espace clos, la tension de la

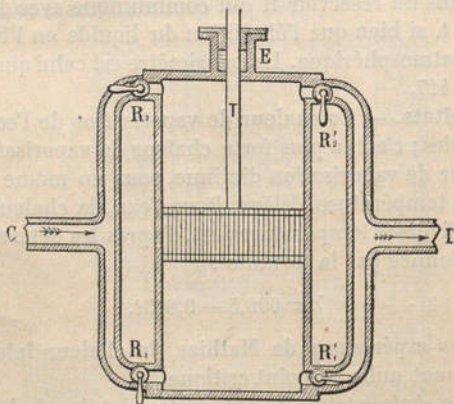


Fig. 196. — Principe de la machine à vapeur.

vapeur formée peut atteindre des valeurs supérieures à la pression atmosphérique et d'autant plus grandes que l'on élève davantage la température. Soit dès lors une masse d'eau chauffée dans un espace clos ou *chaudière* qui communique, par l'intermédiaire d'un tube bifurqué CR<sub>1</sub> R<sub>2</sub> (fig. 196) muni de robinets R<sub>1</sub> R<sub>2</sub>, avec la



partie inférieure et la partie supérieure d'un corps de pompe muni d'un piston plein dont la tige T glisse à frottement dans une boîte à étoupe E ; soit encore un second tube bifurqué  $R'_1 R'_2 D$ , qui est également muni de robinets  $R'_1, R'_2$  et qui met le corps de pompe en communication avec l'air extérieur.

Le robinet  $R_1$  étant ouvert ainsi que le robinet  $R'_2$ , tandis que  $R_2$  et  $R'_1$  sont fermés, la vapeur de la chaudière pénètre dans la partie inférieure du corps de pompe et sa force élastique, si elle est plus grande que la pression atmosphérique qui s'exerce dans la partie supérieure, soulève le piston. Si, lorsque le piston est vers le haut de sa course, on ferme  $R_1$  et  $R'_2$  et que l'on ouvre  $R_2$  et  $R'_1$ , la vapeur arrive dans la partie supérieure du corps de pompe, et fait descendre le piston, qui chasse alors dans l'atmosphère la vapeur contenue dans la partie inférieure. On voit donc qu'il suffit de fermer et d'ouvrir alternativement les robinets  $R_1$  et  $R'_2, R_2$  et  $R'_1$  pour provoquer un mouvement de va et vient du piston sous l'action d'une force qui dépendra, d'une part, de la différence  $F - H$  des pressions (force élastique  $F$  de la vapeur et pression atmosphérique  $H$ ) qui s'exercent sur ses deux faces, d'autre part, de l'étendue de chacune de ces faces.

Tel est le principe de la machine à vapeur.

La fermeture et l'ouverture alternative des robinets peuvent d'ailleurs être réglées par le jeu même de la machine, grâce à une disposition spéciale que l'on désigne sous le nom de *tiroir*. Quant au mouvement de va et vient du piston, il est facile de le transformer, par exemple, en un mouvement de rotation, en reliant la tige du piston, par l'intermédiaire d'une tige articulée ou *bielle*, à un bras ou *manivelle* fixé normalement à l'axe d'une roue ou *volant*.

319. **Condenseur.** — Dans la machine telle que nous venons de la décrire, la pression atmosphérique s'oppose à chaque instant aux déplacements du piston, et la force motrice est seulement égale à  $F - H$ . Une disposition imaginée par Watt, et qui consiste à mettre le tube D en communication avec un réservoir clos contenant de l'eau froide, permet une meilleure utilisation de la force élastique  $F$  et augmente par suite la valeur de la force motrice. Grâce à cette disposition en effet, la vapeur qui, chassée par le piston, s'échappait dans l'atmosphère par  $R'_1 D$  ou  $R'_2 D$ , vient, en vertu du principe de la paroi froide, se condenser dans le réservoir à eau. La pression qui s'oppose alors aux déplacements du piston n'est plus que la force élastique  $f$  de la vapeur d'eau à la tempéra-



ture de l'eau du condenseur, et la nouvelle force motrice  $F - f$  est d'autant plus grande que  $f$  est plus petit, c'est-à-dire que l'eau du condenseur est plus froide.

Il faut remarquer toutefois que la vapeur qui, à chaque coup de piston, vient se liquéfier dans le condenseur, élève la température de l'eau que ce condenseur renferme. D'autre part cette vapeur entraîne avec elle l'air que l'eau de la chaudière tenait en dissolution et qui est chassé par l'ébullition. La force élastique de cet air, qui augmente à mesure que la température du condenseur s'élève par la raison que nous venons d'indiquer, s'ajoute à la force élastique croissante de la vapeur d'eau du condenseur, ce qui entraîne une diminution progressive de la force motrice. On obvie à ces inconvénients par l'adjonction de pompes qui puisent l'air et l'eau chaude dans le condenseur et y déversent de l'eau froide; ces pompes sont d'ailleurs actionnées par la machine elle-même.

On voit que, si le condenseur présente des avantages, il entraîne cependant de notables complications dans le mécanisme; aussi toutes les machines ne sont-elles pas pourvues de ce perfectionnement. Le tube D s'ouvre alors librement dans l'atmosphère; on augmente dans ce cas la valeur de la force motrice en portant à une température plus élevée l'eau de la chaudière, ce qui donne à la force élastique de la vapeur formée une valeur plus grande. Cette augmentation de température est d'ailleurs rendue possible par une augmentation des poids qui chargent la soupape de sûreté dont est munie la chaudière de toute machine à vapeur.

320. **Diverses espèces de machines à vapeur.** — On classe les machines d'après la tension de la vapeur qu'elles fournissent.

Les machines à *basse pression* sont celles dans lesquelles la force élastique de la vapeur est de très peu supérieure à une atmosphère. Ces machines ont toujours un condenseur.

Les machines sont dites à *moyenne pression* lorsque la force élastique de leur vapeur varie de 2 à 5 atmosphères. Ces machines sont généralement munies d'un condenseur.

On appelle machines à *haute pression* celles qui fonctionnent entre 6 et 10 atmosphères; elles sont souvent dépourvues de condenseur. A cette dernière catégorie appartient la locomotive.

321. **Détente.** — Lorsque le jeu des robinets  $R_1, R_2, R'_1, R'_2$  de la figure 196 ou du tiroir qui les remplace, est calculé de telle sorte que la vapeur arrive alternativement dans la partie inférieure, puis dans la partie supérieure du corps de pompe pendant toute la durée de



la course du piston, la force motrice reste constante durant ce temps, à la variation près de la force élastique due au refroidissement de la vapeur. Mais la force motrice est brusquement détruite chaque fois que le piston arrive, dans un sens ou dans l'autre, à l'extrémité de sa course; à ce moment, cette force ne produit, pendant un court instant, aucun effet utile.

On peut obtenir une meilleure utilisation de la force motrice due à la vapeur, et par suite du combustible employé à la produire, en ne laissant pénétrer la vapeur dans le corps de pompe que pendant une partie du temps durant lequel s'effectue la course du piston; la vapeur, emprisonnée dans le corps de pompe, continue alors, en se *détendant*, c'est-à-dire en augmentant de volume, à pousser le piston et à produire un travail avec une force, décroissante il est vrai, mais qui n'exige du moins aucune nouvelle dépense de vapeur. Une machine à vapeur ainsi disposée est dite à *détente*.

L'avantage d'une telle disposition résulte clairement des considérations suivantes.

Supposons que la tension de la vapeur soit, dans la chaudière, de 4 atmosphères et que la détente se fasse au milieu de la course du piston. Celui-ci fonctionne alors, pendant la première moitié de sa course, à pleine pression et fournit, pendant ce temps, la moitié  $\frac{T}{2}$  du travail qu'il fournirait pendant la durée de sa course entière s'il n'y avait pas détente. Pendant la seconde moitié de la course du piston, la force élastique de la vapeur décroît graduellement de 4 atmosphères jusqu'à une valeur qui, bien que le volume de la vapeur ait seulement doublé, est inférieure à 2 atmosphères, par suite du refroidissement que la détente détermine; le piston exécute, durant ce temps, un travail  $t$  inférieur à  $\frac{T}{2}$  sans dépense nouvelle de vapeur.

En conséquence, tandis que la dépense en vapeur est, dans l'exemple considéré, diminuée de moitié puisque la vapeur n'arrive que pendant la moitié de la course du piston, le travail correspondant, égal à  $\frac{T}{2} + t$ , est diminué dans une proportion moindre. La quantité de vapeur qui, sans détente, produirait un travail  $T$ , fournira donc, si la détente s'effectue, un travail  $T + 2t$ . L'économie ainsi réalisée sera d'ailleurs d'autant plus grande que la détente se



fera plus tôt; mais la puissance de la machine est alors d'autant moindre. Dans les machines à détente, le tiroir est en général disposé de telle sorte que la détente se règle d'elle-même suivant les besoins du travail; lorsque le travail à produire est considérable, la machine fonctionne à pleine vapeur; si ce travail diminue, la détente se produit et s'effectue d'autant plus tôt que le travail devient moindre.

## CHAPITRE XI

### THERMODYNAMIQUE — SOURCES DE CHALEUR ET DE FROID

322. **Transformation de la chaleur en travail et transformation réciproque.** — Si, comme l'a fait Hirn, on mesure, d'une part la quantité de chaleur  $Q$  emmagasinée par la vapeur qui arrive dans le corps de pompe d'une machine dont le piston est maintenu immobile, et d'autre part les quantités de chaleur  $q'$  et  $q''$  cédées par la vapeur aux corps dans lesquels elle circule ainsi qu'au condenseur, on trouve que l'égalité  $Q = q' + q''$  est satisfaite aussi exactement qu'on peut l'espérer dans les conditions de mesure d'une telle expérience. Mais si, les circonstances thermiques restant les mêmes, le piston est mis en mouvement par la vapeur, c'est-à-dire si la machine fonctionne et produit un travail, la somme  $q' + q''$  est toujours alors inférieure à  $Q$  et la différence  $Q - (q' + q'')$  est d'autant plus grande que le travail est plus considérable. Une certaine quantité de chaleur n'est donc point, dans ce cas, employée à produire une élévation de température et disparaît en quelque sorte, mais il y a concurremment production d'une certaine quantité de travail.

Il est facile de citer de nombreux faits analogues dans lesquels la production d'un travail mécanique s'accompagne de la disparition d'une certaine quantité de chaleur.

Nous avons vu, par exemple, que, pour élever du même nombre de degrés la température d'un même poids d'un même gaz, la quantité de chaleur nécessaire était plus ou moins considérable suivant que le gaz se dilatait librement ou que son volume restait constant. C'est que, dans le premier cas, l'augmentation de volume ne peut se faire que grâce à un déplacement de l'atmosphère ambiante dont la pression s'exerce sur le gaz; il y a donc production



d'un véritable travail mécanique qui n'est pas effectué dans le second cas, lorsque l'échauffement du gaz se produit sans changement de volume. L'excès de chaleur absorbée dans le premier cas est donc accompagnée de la production d'un travail.

Les chaleurs de fusion et de vaporisation, l'abaissement de température qui accompagne la dissolution, représentent de même des quantités de chaleur qui disparaissent, tandis qu'apparaît un travail mécanique ; le travail, dans ces divers cas, est celui nécessaire pour vaincre les forces qui maintiennent réunies, soit les molécules du solide dont on détermine la fusion ou la dissolution, soit celles du liquide qui passe à l'état de vapeur.

A ces faits relatifs à une disparition de chaleur accompagnée d'une production de travail, correspondent des phénomènes inverses de disparition de travail accompagnés de production de chaleur.

La chaleur, en effet, disparue lors de la séparation des molécules d'un corps fondu, dissous ou vaporisé, reparait lorsque les molécules de ce corps se rapprochent de manière à reconstituer le corps solide ou liquide primitif. C'est ainsi que, par suite de cette réapparition de la chaleur, la température d'un corps reste constante pendant la solidification, bien que le corps rayonne de la chaleur et doive se refroidir de ce fait.

D'autre part, une machine à vapeur, employée à communiquer un mouvement uniforme à un corps ou à un système de corps, consomme de la chaleur. Or, en vertu de l'inertie de la matière, le mouvement uniforme du système de corps considéré devrait, une fois établi, continuer identique à lui-même sans qu'il soit nécessaire de l'entretenir. Le travail produit par la machine disparaît donc au fur et à mesure de sa production et à ce travail détruit correspond, comme dans les cas précédents, une production de chaleur ; on observe en effet une élévation de la température dans les régions de contact des corps entre lesquels s'effectuent des déplacements.

323. **Premier principe de la thermodynamique. Principe de l'équivalence.** — L'examen des phénomènes précédents et de nombreux phénomènes analogues conduit à poser en principe, sauf à demander ultérieurement la confirmation de ce principe à l'expérience, qu'il y a entre ces deux faits, disparition de chaleur et production de travail ou inversement, non pas une simple coïncidence, mais une corrélation réelle, un rapport de cause à effet en-



trainant un rapport d'équivalence entre la chaleur disparue ou engendrée et le travail effectué ou anéanti.

Le principe de l'équivalence a été établi à peu près simultanément par Mayer en Allemagne, Colding en Danemark, Joule en Angleterre et Seguin en France; toutefois Sadi Carnot l'avait énoncé le premier quelques années auparavant, ainsi qu'on a pu s'en assurer par les papiers trouvés après sa mort.

Le principe de l'équivalence entre la chaleur et le travail s'énonce comme suit :

1° *Lorsque de la chaleur est engendrée en même temps que disparaît une certaine quantité de travail mécanique, il existe un rapport constant entre la quantité de travail disparu et la quantité de chaleur produite.*

2° *Inversement, lorsqu'un travail mécanique est effectué en même temps que disparaît une certaine quantité de chaleur, il existe de même un rapport constant, et égal au précédent, entre la quantité de travail produit et la quantité de chaleur détruite.*

Si l'on désigne par  $\mathcal{T}r$  la quantité de travail anéanti dans le premier cas et effectué dans le second, par  $q$  la quantité de chaleur produite ou disparue et par  $E$  une constante, la même dans les deux cas, le principe de l'équivalence se traduit par la formule :

$$E = \frac{\mathcal{T}r}{q}. \quad (1)$$

On a donné à ce rapport  $E$  le nom d'*équivalent mécanique* de la chaleur.

La constance de ce rapport et, par suite, la relation d'équivalence entre la chaleur et le travail mécanique ont été établies par des procédés très divers. On conçoit, par exemple, que l'expérience de Hirn, dont il a été question au début de ce Chapitre, puisse servir à la détermination de cette constante  $E$ . Si, en effet, l'on mesure d'une part le travail  $\mathcal{T}r$  effectué par la machine, d'autre part la quantité  $Q = (q' + q'') = q$  de chaleur disparue, le rapport  $E$  sera égal au quotient de  $\mathcal{T}r$  par  $q$ .

La valeur attribuée à l'équivalent mécanique de la chaleur, d'après les résultats des déterminations faites par les méthodes les plus précises et les plus diverses, est de 425 kilogrammètres, ou de 41 700 000 000 ergs, selon que l'on prend pour unité de travail le kilogrammètre ou l'erg. En d'autres termes, une grande calorie



engendre, lorsqu'elle se transforme entièrement en travail, 425 kilogrammètres ou 41 700 000 000 ergs; une petite calorie engendre, dans les mêmes conditions, 0.425 kilogrammètre ou 41 700 000 ergs. Inversement, un kilogrammètre donne naissance, en se transformant en chaleur, à  $\frac{1}{425}$  de grande calorie et 1 erg à  $\frac{1}{41\ 700\ 000}$  de petite calorie.

324. **Nécessité de l'identité de l'état initial et de l'état final.** — Pour qu'il y ait ainsi équivalence entre le travail dépensé et la chaleur produite, ou inversement entre la chaleur disparue et le travail créé, il faut que tout le travail dépensé soit employé à produire de la chaleur, et que toute la chaleur disparue soit transformée en travail, c'est-à-dire qu'il n'y ait d'autre phénomène qu'une production ou une disparition de chaleur et une disparition ou une production de travail mécanique.

L'équivalence n'existerait plus si, par exemple, des phénomènes électriques, chimiques, etc., prenaient naissance, si certains corps du système sur lequel portent les déterminations étaient animés, à la fin de l'expérience, de vitesses différentes de celles qu'ils possédaient au début, si la pression finale des gaz qui peuvent faire partie du système de corps considérés était différente de la pression initiale. On exprime cette condition en disant que l'équivalence entre la chaleur et le travail mécanique n'existe que si l'état final du système de corps sur lequel les déterminations sont effectuées, est identique à son état initial; ces expressions d'état final et d'état initial visent d'ailleurs les diverses formes de mouvements caractéristiques des diverses catégories de phénomènes physiques, à l'exception évidemment des mouvements générateurs de la chaleur et du travail mécanique entre lesquels on veut constater une transformation par voie d'équivalence.

Le principe de l'équivalence de la chaleur et du travail mécanique apparaît ainsi comme un cas particulier du principe beaucoup plus général de la conservation de l'énergie (§ 42).

325. **Principe de Carnot.** — Toute machine thermique, c'est-à-dire toute machine capable de convertir indéfiniment de la chaleur en travail, possède un foyer ou source chaude et un réfrigérant ou source froide. Le fonctionnement de la machine est alors le suivant. Un corps, vapeur ou gaz, emprunte au foyer une certaine quantité de chaleur dont une portion est transformée en travail,



tandis que l'autre portion est cédée au réfrigérant qui ramène le gaz ou la vapeur à l'état initial, de telle sorte que la série des phénomènes puisse indéfiniment recommencer.

Si donc l'on désigne par  $Q_1$  la quantité de chaleur empruntée au foyer pendant un certain temps, et par  $Q_2$  la quantité de chaleur cédée au réfrigérant pendant le même temps, on voit que la machine n'a transformé en travail que la quantité de chaleur  $Q_1 - Q_2$ ; en conséquence, la machine n'a produit, d'après le principe de l'équivalence, qu'un travail égal à  $E(Q_1 - Q_2)$ , tandis que le travail correspondant à la quantité totale de chaleur  $Q_1$  empruntée au foyer est égale à  $EQ_1$ .

Le rapport  $\frac{E(Q_1 - Q_2)}{EQ_1}$  du travail accompli par la machine à celui qui correspond à la quantité totale de chaleur absorbée par le gaz ou la vapeur, constitue ce que l'on appelle le *rendement* de la machine. Ce rendement  $R$  est donc défini par l'expression :

$$R = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

Or, Carnot a montré que le rendement est encore donné, dans les machines thermiques d'une certaine catégorie, par une autre expression dont la traduction en langage ordinaire constitue le second principe de la thermodynamique ou principe de Carnot, principe fécond en conséquences, mais que nous devons nous borner à énoncer, ce qui exige d'ailleurs que nous donnions d'abord la signification de certaines expressions.

On appelle *cycle* la série des transformations physiques que subit un corps ou un système de corps qui, partant d'un état déterminé, revient à cet état. On dit en outre qu'un cycle est *réversible* lorsque le corps qui a subi les diverses transformations que ce cycle représente, peut subir les mêmes transformations en sens inverse. On a un exemple de transformations réversibles dans le passage d'une vapeur à l'état liquide avec dégagement de chaleur; en communiquant, en effet, au liquide la quantité de chaleur qui a été mise en liberté pendant la condensation, on peut obtenir de nouveau la vapeur dans les conditions physiques de température et de pression qu'elle avait au début. Par contre, la transformation qui consiste en un dégagement de chaleur par le frottement de deux corps l'un contre l'autre, n'est pas réversible; on ne peut, en effet, animer ces corps d'un mouvement l'un par rapport à l'autre, si l'on se



borne à leur communiquer la quantité de chaleur qui a été engendrée par le frottement.

On conçoit d'ailleurs qu'il existe des cycles réversibles qui diffèrent entre eux par la nature des transformations qui les constituent. Or, parmi les divers cycles réversibles, il en est un, appelé *cycle de Carnot*, qui est constitué par certaines transformations, qui correspond à une machine thermique idéale dont la réalisation n'est pas toutefois possible, et pour lequel Carnot a énoncé le principe suivant.

*Lorsqu'une machine thermique fonctionne suivant un cycle dit cycle de Carnot, le rendement est indépendant de la nature du corps qui subit les transformations et ne dépend que de la température initiale  $T_1$  et de la température finale  $T_2$  de ce corps.*

Carnot a, en effet, démontré que, pour une machine fonctionnant dans ces conditions entre les températures  $T_1$  et  $T_2$ , le rendement  $R$  était donné par la formule :

$$R = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (1)$$

Les températures  $T_1$  et  $T_2$  sont ici des *températures absolues*, c'est-à-dire des températures comptées à partir du 0 *absolu* (§ 236).

On démontre d'ailleurs que, dans toute machine construite d'après un cycle réversible quelconque, le rendement est égal à celui qui est donné par l'expression (1). Par contre, dans toute machine construite d'après un cycle non-réversible, le rendement est toujours inférieur à  $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ .

Il résulte de ce qui précède que, d'une part, le rendement exprimé par la relation (1) apparaît comme un maximum que l'on peut se proposer d'atteindre dans une machine thermique, mais que l'on ne saurait dépasser, et que, d'autre part, on n'est autorisé à assimiler un moteur à une machine thermique, c'est-à-dire à une machine transformant directement de la chaleur en travail dynamique, qu'autant que le rendement de ce moteur, mesuré directement, est inférieur ou tout au plus égal à celui que l'on déduit de l'expression (1) en y introduisant, à la place de  $T_1$  et de  $T_2$ , la température la plus haute et la température la plus basse que l'on puisse observer dans le moteur considéré. Ajoutons que d'ailleurs, même dans le cas où le rendement est inférieur ou égal à  $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ ,



si l'assimilation du moteur à une machine thermique est admissible *a priori*, elle n'est pas justifiée par ce seul fait.

La Physique biologique utilise ces considérations dans l'étude du moteur animé constitué par le corps de l'homme et des animaux.

**326. Sources de chaleur et de froid.** — Toutes les causes capables de produire des variations dans les quantités de chaleur des corps peuvent être considérées comme des sources de chaleur ou de froid; il s'agit d'une source de chaleur, si la variation est positive, d'une source de froid, si la variation est négative.

Un corps chaud A peut produire dans un autre corps B une variation de quantité de chaleur en lui transmettant de la chaleur par contact ou par rayonnement; mais le corps chaud ne peut cependant être considéré pour cela comme une source de chaleur. La véritable source est en effet, dans ce cas, la cause qui a porté ou qui maintient le corps A à une température supérieure à celle des corps qui l'entourent.

D'autre part, bien des phénomènes, dont la production s'accompagne cependant de dégagement ou d'absorption de chaleur, ne peuvent être considérés comme des sources absolues de chaleur et de froid, car leur production exige des conditions qui peuvent ne pas être satisfaites; de ce nombre sont la fusion et la solidification. La fusion de la glace, en effet, ne peut se produire, et absorber de la chaleur, que si elle est en contact avec des corps dont la température est supérieure à 0°; la solidification de l'eau ne peut, de même, être réalisée, et fonctionner comme source de chaleur, que si le liquide est en contact avec un corps dont la température est inférieure à 0°. Par contre, la dissolution d'un solide dans un liquide est une source absolue de froid, car la dissolution a lieu à toute température.

D'une manière générale, la chaleur, qui est un mode particulier de l'énergie, ne peut prendre naissance que par voie de transformation. Les actions mécaniques ne sont, du reste, pas les seules qui puissent se transformer en chaleur; les actions chimiques, les actions moléculaires, les actions électriques, les actions physiologiques sont également des sources de chaleur ou de froid, dans lesquelles on peut, en dernière analyse, reconnaître une transformation de travail en chaleur ou une transformation inverse.



### LIVRE III

## ACOUSTIQUE

### CHAPITRE PREMIER

#### NATURE DU SON

327. **Objet du livre.** — Soit un corps élastique qui subit, par l'action d'une force extérieure, une déformation dans laquelle la limite d'élasticité n'est pas dépassée ; au moment où la force extérieure cesse d'agir, les molécules déplacées reviennent à leur position première en effectuant une série d'*oscillations* autour de cette position. Les oscillations sont d'ailleurs isochrones, c'est-à-dire d'égale durée, si elles sont de faible amplitude ; cette durée varie elle-même avec la nature de la déformation ; enfin l'amplitude des oscillations diminue progressivement par suite de la communication de la force vive du mouvement vibratoire au milieu ambiant.

Lorsque ces mouvements vibratoires remplissent certaines conditions de durée et d'amplitude, ils sont perçus par l'oreille s'il existe entre celle-ci et le corps vibrant une succession ininterrompue de milieux pondérables élastiques, et l'on appelle *son* la sensation particulière qui résulte alors de l'excitation des dernières ramifications du nerf acoustique.

L'*Acoustique* est la partie de la Physique qui a pour objet l'étude des sons.

L'Acoustique n'est donc, en somme, qu'un chapitre détaché de l'élasticité, chapitre dans lequel on a réuni les phénomènes d'élasticité capables d'impressionner notre oreille.

328. **Origine du son.** — Il est facile de démontrer qu'un son est bien dû, comme nous l'avons avancé ci-dessus, à un mouvement vibratoire de durée et d'amplitude convenables.



On peut, en effet, mettre en évidence par une méthode appropriée le mouvement vibratoire d'un corps qui rend un son. Nous indiquerons ici les principaux procédés que l'on peut employer à cet effet.

a. — Il existe, tout d'abord, un grand nombre de cas dans lesquels les vibrations du corps sonore ont une amplitude telle qu'elles sont parfaitement visibles. C'est ce qui arrive, par exemple, lorsqu'une corde tendue est écartée de sa position d'équilibre et abandonnée alors à elle-même, ou lorsqu'un diapason, dont les branches sont suffisamment longues, a été ébranlé par un archet.

Toutefois, par suite de la rapidité du mouvement vibratoire et de la persistance des impressions lumineuses, on voit simultanément le corps dans toutes les positions qu'il occupe successivement dans l'espace et le mouvement vibratoire s'accuse seulement par une déformation apparente du corps; la corde par exemple, prend, lorsqu'elle vibre, l'aspect d'un fuseau. Mais on peut rendre le mouvement vibratoire directement perceptible et l'analyser dans ses particularités grâce à une méthode spéciale, connue sous le nom de *méthode stroboscopique*, dont on fait parfois usage en Physiologie et dont nous donnerons ici le principe.

Supposons qu'un corps vibrant, un diapason qui exécute une oscillation double en  $1/100$  de seconde par exemple, soit placé dans l'obscurité complète et éclairé à intervalles réguliers par une lumière instantanée. Si les éclaircissements se reproduisent à des intervalles de  $1/100$  de seconde, le diapason sera éclairé chaque fois qu'il aura exécuté une vibration complète; il ne sera donc visible qu'aux divers moments où ses branches occupent la même position dans l'espace et paraîtra dès lors immobile. Si, au contraire, les éclaircissements se reproduisent à des intervalles de  $1/99$  de seconde, par exemple, le diapason aura, pendant l'intervalle de deux éclaircissements successifs, exécuté 1 vibration complète plus  $1/99$  de vibration, et ses branches apparaîtront successivement dans les positions diverses par lesquelles elles passent après des intervalles de temps de  $1/99$  de seconde. Dès lors, à cause du peu de temps qui s'écoule entre les éclaircissements successifs, de la persistance des impressions lumineuses et aussi de la faible distance qui sépare les positions successives dans lesquelles apparaissent les branches du diapason, on croira voir le diapason passer lentement et sans interruption de l'une de ses positions à la suivante. Au 99<sup>me</sup> éclaircissement, le diapason sera vu dans la même position qu'au premier et paraîtra donc



avoir effectué, au bout d'une seconde, une oscillation complète seulement, tandis qu'il en a, en réalité, effectué 100. Le ralentissement apparent ainsi obtenu permettra de saisir toutes les particularités du mouvement vibratoire.

On peut du reste régler à volonté ce ralentissement apparent en réglant convenablement le nombre d'éclairéments. Si  $m$  est le nombre de vibrations par seconde et  $m'$  le nombre d'éclairéments dans le même temps, le corps paraîtra exécuter  $m - m'$  vibrations par seconde, ou  $m - nm'$ , si  $m$  contient  $n$  fois  $m'$ .

Au lieu de placer le corps vibrant dans l'obscurité et de l'éclairer à intervalles réguliers par une lumière instantanée, on peut encore, ce qui est d'ailleurs plus facilement réalisable, éclairer le corps d'une façon continue et interposer entre l'œil et le corps un disque opaque, percé d'ouvertures équidistantes et animé d'un mouvement de rotation convenable. Le corps n'est alors visible que lorsqu'une ouverture passe devant l'œil et l'on se trouve ainsi dans les mêmes conditions qu'avec un éclairage instantané.

*b.* — On peut également mettre en évidence les vibrations d'un corps sonore, lorsque ce corps est solide et que l'amplitude de ses vibrations est trop faible pour être perçue par l'œil, en l'approchant d'une pointe fixe; l'oreille perçoit alors une série de chocs. On peut encore communiquer les vibrations du solide, soit à une masse liquide à la surface de laquelle elles deviennent visibles, soit à des poussières fines et légères dont on saupoudre la surface du corps et dont les mouvements sont nettement perçus.

*c.* — En faisant réfléchir sur le corps en vibration un rayon de lumière que l'on reçoit ensuite sur un écran éloigné, on augmente en quelque sorte, grâce à ce long levier lumineux, l'amplitude des vibrations que l'on peut souvent rendre ainsi visibles.

*d.* — La méthode graphique, dont nous avons déjà exposé le principe (§ 18), permet dans bien des cas de faire inscrire par le corps vibrant lui-même, s'il est solide, la loi du mouvement vibratoire dont il est animé.

*e.* — Lorsque le corps sonore est gazeux, il faut avoir recours à d'autres artifices pour s'assurer objectivement de son état vibratoire. On y parvient en obligeant la masse gazeuse à transmettre son mouvement, soit à un corps solide dont on pourra mettre les vibrations en évidence par l'un des procédés que nous venons d'indiquer, soit à une masse gazeuse enflammée dont il est alors



possible de constater l'état vibratoire au moyen d'un miroir tournant ; c'est sur ce principe qu'est basé l'emploi des flammes manométriques que nous étudierons plus loin.

329. **Son et bruit.** — Il y a lieu de diviser les sensations auditives en *sons musicaux* et en *bruits*.

Les sons sont caractérisés, comme nous venons de le dire, par des mouvements vibratoires exactement périodiques, c'est-à-dire dont les vibrations se succèdent, identiques à elles-mêmes, pendant un temps suffisant pour produire sur l'oreille la sensation qui a fait qualifier ces sons de *musicaux*.

Les *bruits* produisent une sensation moins douce, moins agréable, qui présente quelque chose d'irrégulier.

On obtient un bruit lorsqu'on munit la sirène, que nous décrirons bientôt, d'un disque percé de trous qui ne sont pas équidistants ; on conclut de là que le bruit est dû à des mouvements vibratoires non périodiques. On produit aussi un bruit lorsqu'on abaisse simultanément plusieurs touches consécutives d'un piano ; dans ce cas, le bruit est constitué par un ensemble de sons musicaux ne présentant pas entre eux les intervalles que nous définirons plus loin et qui caractérisent les accords.

Ajoutons encore qu'un son musical peut produire sur l'oreille la sensation d'un bruit, si sa durée est trop courte pour que l'on puisse en apprécier la hauteur (§ 348). C'est ce que l'on peut démontrer en projetant sur le sol une série de morceaux de bois de dimensions différentes et convenablement choisies : chacun des morceaux de bois, en choquant le sol, ne donne que la sensation d'un bruit ; mais si la succession de ces bruits est assez rapide, l'oreille perçoit nettement, par comparaison, des sensations musicales ; il est possible de reproduire ainsi la gamme.

On voit, par ces exemples, qu'il n'y a pas de distinction bien nette à établir entre les sons et les bruits ; si beaucoup de sensations auditives peuvent, sans hésitation, être rangées dans telle ou telle de ces catégories, on peut cependant passer de l'une des catégories à l'autre sans transition brusque. Souvent d'ailleurs, les sons musicaux et les bruits se trouvent mélangés dans une même sensation auditive, et nous verrons que ce mélange doit être pris en considération dans la recherche de la cause du timbre des différentes sources sonores.

Le médecin tire souvent des conséquences fort importantes, au point de vue clinique, de la perception de bruits qui se produisent



dans le corps humain et dont l'étude est du domaine de la Physique biologique.

## CHAPITRE II

### PROPAGATION DU SON

330. **Nécessité d'un milieu pondérable élastique pour la propagation du son.** — Tout mouvement vibratoire sonore exige, pour se propager d'un point à un autre, l'existence entre ces deux points d'une suite ininterrompue de milieux pondérables élastiques.

Les sons qui se produisent dans le vide ne peuvent, en effet, se propager jusqu'à notre oreille, ainsi qu'on le démontre en agitant une clochette suspendue par un fil non élastique à l'intérieur d'un ballon (fig. 197) que l'on a préalablement vidé de l'air qu'il renfermait. Le tintement de la clochette est, au contraire, de nouveau entendu dès qu'on laisse rentrer de l'air ou un gaz quelconque dans le ballon. L'intensité de la sensation perçue par l'oreille décroît d'ailleurs avec la densité du gaz contenu dans le ballon; c'est en raison de ce fait que les sons perçus au sommet des hautes montagnes sont toujours plus faibles que dans les régions moins élevées où l'air est plus dense.

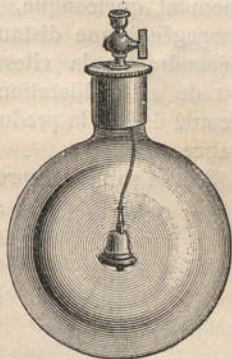


Fig. 197. — Propagation du son.

Les liquides et les solides transmettent, mieux encore que les gaz, les mouvements vibratoires sonores. Les plongeurs, par exemple, entendent fort bien les bruits produits au sein de l'eau ou sur le rivage; il suffit, d'autre part, d'appuyer contre l'oreille l'extrémité d'une tige de métal ou de bois, dont l'autre extrémité est en contact avec un corps sonore, pour distinguer très nettement le son émis par ce corps, alors même que ce son n'est pas directement perceptible à travers l'air à cause de la faible amplitude des vibrations aériennes transmises à l'organe de l'audition.

331. **Propagation d'un mouvement vibratoire dans un tuyau indéfini.** — Soit une colonne d'air, homogène dans toutes ses par-



ties, contenue dans un tuyau cylindrique indéfini ouvert à ses deux bouts, et supposons que, par un procédé quelconque, à l'aide d'un piston par exemple, on produise un ébranlement, compression ou dilatation, à l'origine du tuyau.

La première tranche gazeuse d'épaisseur  $a$ , ainsi comprimée ou dilatée, réagira, en vertu de son élasticité, sur la tranche suivante, dont la force élastique est moindre ou plus grande, et reviendra à son volume et à son état de repos primitifs en transmettant sa condensation ou sa dilatation à une masse d'air d'épaisseur  $a$ , qui constituera la seconde tranche gazeuse; celle-ci transmettra de même sa condensation ou sa dilatation à une troisième tranche identique et ainsi de suite. La condensation ou la dilatation cheminera donc tout le long du tuyau d'un mouvement uniforme; il y aura transmission de mouvement sans transport de matière. A un moment quelconque, la condensation ou la dilatation se sera propagée à une distance  $l$  de l'origine du tuyau, distance qui dépendra de la vitesse de propagation de cette condensation ou de cette dilatation dans le milieu considéré et du temps  $t$  écoulé depuis la production du phénomène qui lui a donné naissance.

Si à la suite d'un premier ébranlement quel qu'il soit (compression ou dilatation), il s'en produit un autre quelconque, puis un autre, etc., ces divers ébranlements chemineront comme le premier, puisque les tranches gazeuses qu'ils rencontreront sur leur passage seront revenues au repos. Comme d'autre part ces ébranlements successifs se propagent toujours avec la même vitesse, ils resteront toujours à la même distance les uns des autres dans le tuyau.

Supposons maintenant que l'on dispose, en face de l'origine du tuyau, l'extrémité libre A (fig. 198) d'une lame élastique que l'on abandonnera à elle-même après l'avoir écartée de sa position d'équilibre BA. La lame effectuera une série de vibrations pendant chacune desquelles elle passera d'une position extrême Ba à une autre position extrême Ba', puis reviendra à la position Ba et ainsi de suite. La vitesse de déplacement de la

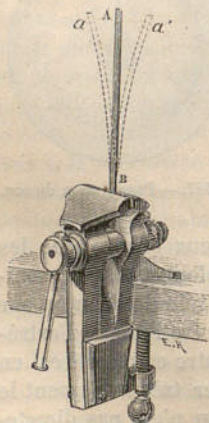


Fig. 198. — Lame vibrante.



lame sera d'ailleurs nulle dans chacune des positions extrêmes  $Ba$ ,  $Ba'$ , et maxima dans la position  $BA$ .

Pendant chaque vibration complète de la lame, la couche d'air située à l'origine du tuyau va subir une série de condensations et de dilatations, correspondant au déplacement de  $Ba$  en  $Ba'$  et au déplacement inverse, qui, toutes, se propageront à la suite les unes des autres, suivant le mode indiqué ci-dessus. Au début de la première vibration, lorsque la lame part de  $a$ , et pendant le temps très petit  $\tau$ , la condensation subie par la couche d'air voisine est très faible, la vitesse de déplacement de la lame étant elle-même très faible. Pendant que cette condensation se transmet à la tranche suivante, la première tranche reçoit, durant le temps  $\tau$  suivant, une nouvelle condensation plus intense par suite de la vitesse plus grande de déplacement de la lame. Cette condensation se propage à la suite de la première avec la même vitesse, tandis qu'une nouvelle condensation plus intense encore prend naissance derrière elle et ainsi de suite. L'intensité des condensations, transmises pendant les temps  $\tau$  successifs, croîtra donc d'une façon continue et présentera son maximum lorsque la lame passera en  $BA$  avec son maximum de vitesse; les condensations suivantes, transmises encore pendant des temps successifs égaux à  $\tau$ , iront au contraire en décroissant d'une façon continue jusqu'au moment où la lame vibrante sera arrivée en  $Ba'$ .

Il est dès lors facile de se représenter l'état du tuyau au moment où la lame a achevé de se déplacer de  $Ba$  en  $Ba'$ . La première condensation s'est en effet propagée avec une certaine vitesse, qui dépend de la nature du milieu gazeux, et se trouve donc à une distance  $l$  de l'origine égale au produit de cette vitesse par le temps  $t$  qu'a mis la lame pour aller de  $Ba$  en  $Ba'$ ; la dernière condensation, d'autre part, est encore à l'origine du tuyau, et toutes les condensations intermédiaires entre ces condensations extrêmes se trouvent échelonnées entre l'origine et la distance  $l$ . L'ensemble des tranches gazeuses comprises dans cette distance, tranches qui sont toutes dans un état de condensation variable d'une tranche à l'autre, porte le nom d'*onde condensante*.

Tandis que cette onde condensante, considérée dans son ensemble, se propage dans l'air du tuyau, la lame vibrante revient de  $a'$  vers  $a$  pour exécuter une seconde vibration simple de même durée que la première. Il se produira de ce fait, à l'extrémité du tuyau, une série de dilatations qui varieront d'intensité suivant la



même loi que les condensations précédentes et qui se propageront avec la même vitesse. Par suite, quand la lame aura effectué sa seconde vibration simple et sera revenue en *Ba*, il y aura, à l'origine du tuyau, une *onde dilatante* qui, d'après ce que nous venons de dire, aura même longueur et en quelque sorte même constitution que l'onde condensante (dilatation nulle aux deux extrémités et maxima au milieu); la tranche gazeuse par laquelle se rejoignent les extrémités en contact de ces deux ondes n'est donc ni condensée, ni dilatée, car elle correspond à la position *Ba'* de la lame vibrante, position pour laquelle la vitesse de cette lame est nulle.

L'ensemble des deux ondes condensante et dilatante constitue une *onde complète*.

Les ondes qui naissent des vibrations suivantes de la lame *BA* sont identiques aux précédentes et se propagent comme elles.

332. **Représentation graphique de l'état de l'air du tuyau.** — *Condensations et dilatations.* — On peut représenter l'état de l'air du tuyau à un moment donné par une courbe. Il suffit pour cela

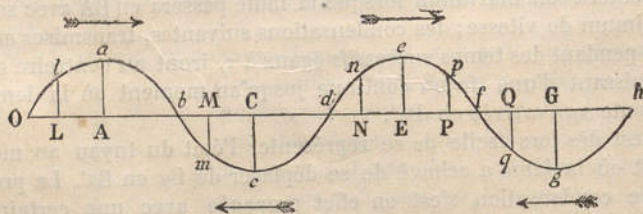


Fig. 199. — Représentation graphique de l'état vibratoire des diverses tranches d'un tuyau indéfini à un moment donné.

de porter sur une droite *Oh* (fig. 199), dirigée suivant l'axe du tuyau, des longueurs (*abscisses*) proportionnelles aux distances des différents points du tuyau à l'origine, et d'élever, en chacun des points de cette droite, des perpendiculaires (*ordonnées*) dont les longueurs soient proportionnelles aux valeurs que présentent en ce point, et au moment considéré, la condensation ou la dilatation de l'air. Ces perpendiculaires sont du reste portées au-dessus ou au-dessous de l'axe, suivant qu'il s'agit d'une condensation ou d'une dilatation. En joignant les sommets de ces perpendiculaires par un trait continu, on obtient une courbe analogue à celle figurée ci-contre, qui représente donc l'état de con-



densation et de dilatation des tranches successives du tuyau à un moment donné. Les portions  $Oabcd$ ,  $defgh$  représentent chacune une onde complète.

La forme de cette courbe est celle d'une sinusoïde dans le cas où les vibrations du corps sonore placé à l'origine du tuyau sont simples ou pendulaires.

*Vitesses.* — Les valeurs des condensations et des dilatations successivement transmises à l'origine et échelonnées dans la longueur du tuyau sont évidemment, d'après ce que nous venons de dire, proportionnelles aux vitesses de la lame qui les ont déterminées, vitesses qui ont d'ailleurs été elles-mêmes communiquées et transmises aux tranches gazeuses successives. Il en résulte que, pour chacune de ces tranches, la vitesse de déplacement des molécules gazeuses est proportionnelle à la valeur de la condensation

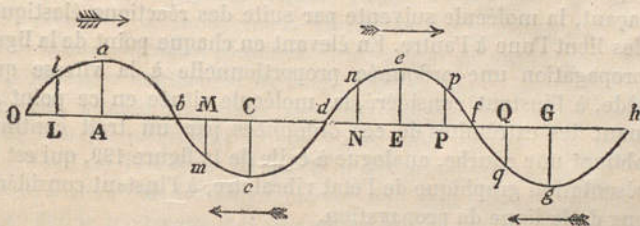


Fig. 200. — Représentation graphique de l'état vibratoire d'une même tranche gazeuse à des époques différentes.

ou de la dilatation au niveau de la tranche considérée. Par suite, la courbe de la figure 199 représente également les vitesses de déplacement dont sont animées à un moment donné les diverses tranches du tuyau. Le sens des ordonnées par rapport à  $Oh$  indique d'ailleurs conventionnellement le sens de la vitesse de déplacement dont la direction réelle est du reste représentée par des flèches, sur la même figure.

Ajoutons que, si l'on fait déplacer la courbe de la figure 199 avec une vitesse égale à la vitesse de propagation des ébranlements communiqués par la lame vibrante, on aura la représentation graphique de l'état vibratoire du tuyau dans la suite du temps.

On voit ainsi, en particulier, que chaque tranche sera successivement animée de vitesses de même sens et de même grandeur que la lame vibrante et exécutera en conséquence des oscillations identiques à celles que la lame effectue. Par suite, la courbe



(fig. 200) dont les ordonnées représentent graphiquement les vitesses successives d'une tranche quelconque du tuyau, sera identique à celle de la figure 199, mais les abscisses correspondront alors non plus à des distances mais à des temps.

**333. Vibrations longitudinales et vibrations transversales. Ondes liquides.** — Les vibrations des molécules d'air qui transmettent un son s'effectuent suivant la direction même dans laquelle ce son se propage. Il en est de même chaque fois que la transmission d'un son s'opère à travers un gaz ou un liquide.

Dans les solides, les vibrations des diverses molécules s'effectuent parfois normalement à la ligne de propagation du mouvement vibratoire, mais rien n'est changé pour cela au mode de propagation de ce mouvement. Chaque molécule entraîne, en se déplaçant, la molécule suivante par suite des réactions élastiques qui les lient l'une à l'autre. En élevant en chaque point de la ligne de propagation une ordonnée proportionnelle à la vitesse que possède, à l'instant considéré, la molécule située en ce point et joignant les extrémités de ces ordonnées par un trait continu, on obtient une courbe, analogue à celle de la figure 199, qui est la représentation graphique de l'état vibratoire, à l'instant considéré, le long de la ligne de propagation.

On peut facilement se figurer la propagation des vibrations transversales en la comparant à la propagation des ondulations qui prennent naissance à la surface d'une nappe d'eau tranquille, lorsqu'on laisse tomber une pierre en un point de cette nappe; il se produit, en effet, en ce point une série de dépressions et de soulèvements de la masse liquide, qui se propagent à la surface dans toutes les directions sans que les objets nageant sur l'eau subissent pourtant de déplacement dans le sens de la propagation de ces ondes.

**334. Propagation dans un milieu indéfini. Surface d'onde.** — Si, au lieu de se produire à l'extrémité d'un tuyau, les vibrations d'un corps sonore s'effectuent dans un milieu indéfini et isotrope, c'est-à-dire dans un milieu possédant le même coefficient d'élasticité dans tous les sens, le mouvement vibratoire se propagera évidemment avec la même vitesse suivant toutes les directions et se trouvera, après un temps quelconque, réparti sur une sphère dont le corps vibrant est le centre. C'est le cas des gaz, des liquides et d'un certain nombre de solides.



La vitesse de propagation dépend au contraire de la direction suivant laquelle on la considère, par exemple lorsque le milieu de propagation est un corps cristallisé dans un système autre que le premier. La considération de ce cas est extrêmement importante lorsque le mouvement vibratoire étudié est celui qui engendre la lumière; elle n'offrirait au contraire qu'un intérêt moindre dans l'étude du mouvement vibratoire sonore.

On appelle dans tous les cas *surface d'onde* le lieu géométrique des points où le mouvement vibratoire, parti du centre de vibration à une époque quelconque, est arrivé après un temps  $t$ . Toute surface d'onde, dans le cas de la propagation au sein d'un milieu isotrope, est donc une sphère qui a pour centre le point où le mouvement prend naissance.

**335. Période. Longueur d'onde. Phase. — Période.** — On appelle *période* d'un mouvement vibratoire (§ 17) le temps  $\tau$  de la durée d'une vibration complète, c'est-à-dire le temps qui sépare deux passages consécutifs du corps vibrant, par la même position, avec une vitesse de même sens. Le mouvement vibratoire des molécules qui propagent un son étant régi, comme nous l'avons vu (§ 332), par la même loi que le mouvement vibratoire du corps sonore générateur, les longueurs  $Od, dh\dots$  qui représentent sur la figure 200 le temps que met une même molécule pour exécuter une vibration complète, représentent également la période  $\tau$  du mouvement considéré.

Il résulte dès lors de l'examen des diverses parties de cette courbe (fig. 200) que :

1° Les vitesses d'une même molécule, à des époques séparées par un intervalle de temps  $LN, MQ\dots$  égal à un nombre entier de périodes  $\tau$  ou à un nombre pair de demi-périodes du mouvement vibratoire, sont égales et de même sens.

2° Les vitesses d'une même molécule à des époques séparées par un intervalle de temps  $LM, LQ\dots$  égal à un nombre impair de demi-périodes sont égales et de signes contraires.

Le temps  $\tau$  de la durée d'une vibration est d'ailleurs lié au nombre  $N$  de vibrations complètes effectuées par le corps durant une seconde par la relation :

$$N\tau = 1,$$

d'où :

$$\tau = \frac{1}{N}.$$



*Longueur d'onde.* — On donne le nom de *longueur d'onde* à la longueur d'une onde complète (§ 331), c'est-à-dire à la distance  $\lambda$  à laquelle se propage le mouvement vibratoire pendant la durée d'une vibration complète. Cette distance est représentée par les longueurs  $Od$ ,  $dh$  sur la figure 199.

Si  $V$  représente la vitesse de propagation du mouvement vibratoire dans un certain milieu, la longueur d'onde, dans ce milieu, du mouvement considéré sera donnée, en vertu des lois du mouvement uniforme, par la formule (§ 11) :

$$\lambda = V\tau,$$

ou, en tenant compte de la relation précédente :

$$\lambda = \frac{V}{N} = V \frac{1}{N}$$

Cette relation n'est pas spéciale au mouvement vibratoire sonore; elle s'applique à la propagation de tout mouvement périodique, et en particulier à celle du mouvement cause de la lumière, comme nous le dirons lors de l'étude des phénomènes lumineux.

*Phase.* — Si nous considérons un système d'ondes quelconque, tel que celui de la figure 199, on voit que l'état vibratoire dans lequel se trouve, à un moment donné, une molécule située en un point  $N$  de la ligne de propagation dépend de la distance de cette molécule à l'origine  $d$  de l'onde au moment considéré, ou mieux du rapport  $\frac{Nd}{\lambda}$  de cette distance à la longueur d'onde; c'est ce rapport que l'on appelle la *phase* du mouvement vibratoire au point  $N$  et à l'instant considéré.

Deux points tels que  $L$  et  $N$  qui sont distants d'une longueur d'onde sont à la même distance des origines  $O$  ou  $d$  des ondes correspondantes; ces deux points sont donc, par définition, dans la même phase de leur mouvement vibratoire, et comme les portions de courbe qui représentent les ondes successives sont identiques, la vitesse en  $N$  est et demeure toujours la même qu'en  $L$ . On peut donc dire que :

1° Deux points qui sont distants d'une longueur égale à un nombre entier de longueurs d'onde, ou à un nombre pair de demi-longueurs d'onde, sont dans la même phase, c'est-à-dire sont à chaque instant animés de vitesses égales et de même signe;



2° Deux points tels que L et M, L et Q qui sont distants d'une longueur égale à un nombre impair de demi-longueurs d'onde ont aussi à chaque instant, comme il est facile de s'en assurer sur la figure 199, des vitesses égales, mais ces vitesses sont de signes contraires. Ces points sont dans des phases exactement inverses de leurs mouvements vibratoires; on dit que leur différence de phase est égale à  $\frac{\lambda}{2}$ .

Aucun couple de points autres que ceux dont les distances satisfont aux conditions précédentes ne sont animés à chaque instant de vitesses égales. Deux points N et P, tels que  $Nn = Pp$ , ont sans doute des vitesses égales et de même signe au moment auquel correspond la courbe; mais ces vitesses ne restent pas égales, car tandis que la vitesse va en croissant en P, à mesure que l'onde se propage, elle va en décroissant en N. Il en est de même pour les points P et Q qui ont, à l'instant représenté par la figure 199, des vitesses égales et de signes contraires.

### 336. Diminution de l'amplitude des vibrations d'un corps sonore.

— Lorsqu'on n'entretient pas mécaniquement les vibrations d'un corps sonore, ses vibrations diminuent d'amplitude à cause de son élasticité imparfaite et de la communication de son mouvement au milieu ambiant. La vitesse que possède une molécule du corps vibrant, à la même phase de deux vibrations successives, va donc en décroissant; il en est de même pour toute molécule qui transmet ces vibrations. Toutefois, la différence n'est sensible que lorsque les vibrations considérées sont très éloignées les unes des autres.

Il résulte de ce qui précède que les ordonnées maxima des arcs successifs des courbes (fig. 199 et 200) vont en diminuant, tandis que la longueur de l'onde et la période restent invariables.

Les lois que nous avons énoncées dans le paragraphe précédent ne peuvent donc être considérées comme rigoureusement exactes, que si le nombre de longueurs d'onde ou le nombre de périodes qui séparent les deux points ou les deux époques considérées ne sont pas trop grands. Mais il est rare que l'on ait, dans la pratique expérimentale, à tenir compte de ces considérations.

337. Variation de l'intensité du mouvement vibratoire sonore avec la distance. — Le mouvement vibratoire des molécules qui transmettent un son diminue encore d'amplitude, comme nous allons le montrer, à mesure que l'on considère ce mouvement en un point plus éloigné de celui où le son prend naissance; de là



résultent, quant à la généralité des lois 1<sup>o</sup> et 2<sup>o</sup> des pages 430 et 431, des restrictions analogues à celles que nous avons indiquées ci-dessus.

Nous avons déjà fait remarquer que, dans un milieu isotrope indéfini, tout mouvement vibratoire se propage uniformément dans toutes les directions. Il en résulte que le mouvement se communique à un nombre de molécules de plus en plus grand à mesure qu'il s'éloigne de son point d'origine. La force vive, partie de cette origine, se dissémine donc dans des masses qui augmentent avec leur distance au centre d'ébranlement. Or, en vertu du principe de la conservation de l'énergie, la force vive doit conserver la même valeur, s'il n'y a pas transformation même partielle du mouvement considéré en mouvements de diverses natures. Mais le nombre de molécules ébranlées à la distance  $d$  est évidemment proportionnel à la surface  $4\pi d^2$  de la sphère dont le rayon serait  $d$ ; en outre, la force vive est uniformément répartie entre toutes les molécules de cette surface; par suite, chacune des molécules possèdera une force vive inversement proportionnelle à la surface  $4\pi d^2$  de la sphère sur laquelle elle se trouve, c'est-à-dire inversement proportionnelle au carré de la distance  $d$  au centre d'ébranlement. D'autre part la force vive du mouvement vibratoire en un point mesure, comme nous l'indiquerons plus loin, l'intensité du son en ce point; cette intensité est donc en raison inverse du carré de la distance du centre d'ébranlement au point où on la considère.

Il n'en est pas ainsi lorsque la propagation s'effectue, non plus dans un milieu indéfini dans tous les sens, mais dans un cylindre indéfini parfaitement élastique, un cylindre gazeux par exemple. Si la première tranche gazeuse du cylindre est, en effet, comprimée, la compression se transmettra à la tranche suivante, et comme celle-ci a même masse et même étendue que la première, la compression y aura la même valeur. Le mouvement vibratoire se transmet donc toujours à des masses égales et la force vive de chaque molécule doit rester constante à quelque distance de l'origine que se trouve la molécule considérée. L'intensité du son doit donc rester elle-même constante.

Il n'en est pourtant pas en réalité rigoureusement ainsi, et cela tient à ce que le mouvement sonore se communique partiellement aux parois du cylindre; mais l'affaiblissement, même à une grande distance, est du moins très faible.



C'est ce fait que l'on utilise quand on a recours aux tubes acoustiques pour transmettre la parole à distance; le téléphone à ficelle, l'otoscope de Toynbee, employé pour l'exploration clinique de l'oreille, et le stéthoscope destiné à faciliter l'auscultation offrent d'autres exemples de transmission du son à travers un cylindre élastique constitué, soit par une ficelle tendue, soit par une colonne gazeuse, soit par une tige de bois.

338. **Vitesse de propagation du son.** — Le mouvement sonore se propageant d'un mouvement uniforme, on appelle *vitesse de propagation* du son la distance à laquelle se propage un ébranlement sonore pendant une seconde.

a. — Cette vitesse  $V$  peut être déduite, par le calcul, des propriétés des corps élastiques; on démontre, en effet, qu'elle est donnée, pour les ondes longitudinales, par la formule générale :

$$V = \sqrt{\frac{E}{\delta}},$$

dans laquelle  $E$  représente un coefficient qui dépend de l'élasticité du corps à travers lequel la propagation a lieu et  $\delta$  la densité absolue de ce corps.

Pour les liquides et les solides considérés sous forme de cylindre,  $E$  est égal au coefficient d'élasticité  $e$ ; il vient alors :

$$V = \sqrt{\frac{e}{\delta}}. \quad (\text{formule de Newton})$$

Dans le cas d'une masse solide indéfinie, la vitesse de propagation d'une onde longitudinale est donnée par la formule :

$$V_1 = \sqrt{\frac{1-\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}} \times \frac{e}{\delta};$$

la vitesse d'une onde transversale est donnée par cette autre formule :

$$V_2 = \sqrt{\frac{1}{2(1+\mu)}} \times \frac{e}{\delta},$$

en désignant par  $\mu$  la moitié du rapport qui existe, lorsqu'on étire une barre du corps considéré, entre la diminution par unité de surface de la section droite de la barre et l'allongement par unité de longueur (§ 75 p. 101).

Au sein des masses gazeuses, la propagation se fait toujours par



des ondes longitudinales ; dans les gaz parfaits  $E$  est égal à  $\frac{C}{c} p$ , en désignant par  $C$  et  $c$  les chaleurs spécifiques du gaz sous pression et sous volume constants (§ 309) et par  $p$  la pression initiale. On a donc alors :

$$V = \sqrt{\frac{C}{c} \times \frac{p}{\delta}}. \quad (\text{formule de Laplace})$$

*b.* — La mesure expérimentale de la vitesse du son peut s'effectuer, soit directement, soit indirectement. Les méthodes indirectes étant basées sur des phénomènes dont l'étude ne pourra être faite que plus tard, c'est seulement à propos de ces phénomènes que nous les signalerons. Nous ne nous occuperons ici que des méthodes directes.

Les premières expériences précises relatives à la vitesse du son dans l'air furent exécutées en 1738 par une commission nommée par l'Académie des Sciences ; ces expériences eurent lieu la nuit dans trois stations choisies aux environs de Paris. On tirait un coup de canon dans une station et l'on notait, dans les deux autres, le temps écoulé depuis le moment où l'on voyait la lumière du coup tiré <sup>(1)</sup> jusqu'à celui où l'on percevait le bruit ; il suffisait ensuite de diviser ce temps par la distance correspondante des stations pour avoir la vitesse cherchée. On opérait du reste, pour éliminer l'action possible du vent, par la méthode dite des *coups réciproques*, c'est-à-dire que l'on tirait, à peu près simultanément, un coup de canon dans deux stations et que l'on notait, dans chacune d'elles, le temps que mettait pour y parvenir le bruit produit dans l'autre.

Ces expériences furent reprises par de nombreux expérimentateurs en divers points du globe.

*c.* — En 1822, de nouvelles déterminations furent faites entre Villejuif et Monthéry par des membres du Bureau des longitudes. La méthode employée fut toujours la même, mais les moyens de mesurer le temps étaient plus perfectionnés, et l'on nota en outre la température et l'état hygrométrique de l'air.

*d.* — Enfin de 1862 à 1866, Regnault exécuta un très grand nombre d'expériences sur la vitesse du son à l'air libre et à travers des

(1) Par suite de la grande vitesse de propagation de la lumière, 298 000 km. par seconde, on pouvait négliger le temps que mettait une onde lumineuse pour franchir l'espace compris entre deux stations.



gaz renfermés dans des tuyaux. La disposition qui fut adoptée est représentée sur la figure 201. Le coup de feu (coup de pistolet ou coup de canon), tiré à la station A, interrompait un circuit S/EKS qui agissait par un électro-aimant E sur un style *a* devant lequel se déplaçait un cylindre enfumé C; d'autre part, l'onde sonore, en arrivant à la station B, ébranlait une membrane *m* et établissait ou interrompait ainsi un circuit SeFFEKS qui agissait sur le même style *a* de la station A; ce style traçait donc, sur le cylindre enregistreur, deux traits qui correspondaient aux moments du départ et

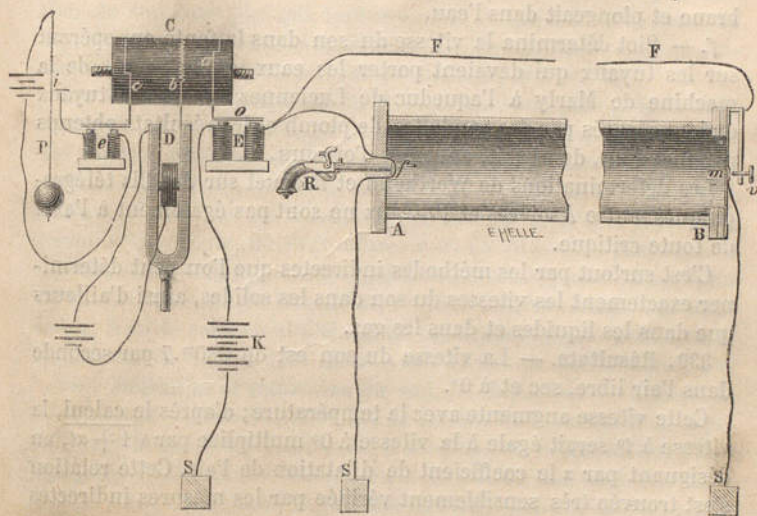


Fig. 201. — Mesure de la vitesse du son dans les gaz.

de l'arrivée de l'onde sonore. Pour évaluer le temps compris entre ces deux moments, on faisait inscrire parallèlement sur le cylindre les battements d'un pendule à seconde P et les vibrations d'un diapason D donnant le centième de seconde par exemple; il suffisait dès lors de compter le nombre de secondes et de centièmes de seconde compris entre les deux traits tracés par le style *a* pour connaître le temps employé par l'onde à parcourir la distance des deux stations. L'intervention de l'observateur dans l'évaluation de ce temps et les erreurs qui en résultent étaient ainsi supprimées. Pour la mesure de la vitesse du son dans l'air libre Regnault employait d'ailleurs la méthode des coups réciproques.



*e.* — La mesure directe de la vitesse du son dans un liquide, l'eau, a été effectuée dès 1827 par Colladon et Sturm entre deux bateaux, amarrés à 13487 mètres l'un de l'autre sur le lac de Genève. L'un des bateaux portait une cloche, entièrement immergée dans l'eau, sur laquelle venait frapper un marteau qui provoquait, au moment du choc, un signal lumineux visible de l'autre bateau; on notait, sur ce second bateau, le temps écoulé entre l'apparition du signal et l'arrivée du son, que l'on percevait au moyen d'un cornet acoustique; le pavillon de ce cornet était fermé par une membrane et plongeait dans l'eau.

*f.* — Biot déterminait la vitesse du son dans la fonte en opérant sur les tuyaux qui devaient porter les eaux de la Seine, de la machine de Marly à l'aqueduc de Luciennes; mais ces tuyaux étaient séparés par des rondelles de plomb et les résultats obtenus par Biot sont, de ce fait, entachés d'erreurs.

Les déterminations de Wertheim et Bréguet sur des fils télégraphiques entre Asnières et Puteaux ne sont pas également à l'abri de toute critique.

C'est surtout par les méthodes indirectes que l'on peut déterminer exactement les vitesses du son dans les solides, ainsi d'ailleurs que dans les liquides et dans les gaz.

339. **Résultats.** — La vitesse du son est de 330<sup>m</sup>.7 par seconde dans l'air libre, sec et à 0°.

Cette vitesse augmente avec la température; d'après le calcul, la vitesse à  $t^{\circ}$  serait égale à la vitesse à 0° multipliée par  $\sqrt{1 + \alpha t}$ , en désignant par  $\alpha$  le coefficient de dilatation de l'air. Cette relation s'est trouvée très sensiblement vérifiée par les mesures indirectes de Wertheim.

La vitesse du son augmente avec le degré d'humidité de l'atmosphère. Le vent agit également sur cette vitesse en entraînant les couches gazeuses qui transmettent le son. Le son se propage un peu plus vite dans la direction du vent que dans le sens contraire, mais le vent agit surtout sur l'intensité du son.

Les expériences de Regnault sur l'air contenu dans des tuyaux ont montré que :

1° La vitesse de propagation d'une vibration sonore dépend un peu de son intensité. Le bruit produit par un coup de pistolet se propage en effet d'autant plus vite que la charge de poudre est plus forte;

2° La vitesse du son augmente un peu, entre certaines limites,



avec le diamètre du tuyau et atteint sensiblement, dans des tuyaux suffisamment larges (1<sup>m</sup>.40 de diamètre), la même vitesse que dans l'air libre ;

3° La vitesse du son est indépendante de la pression de l'air contenue dans le tuyau.

La hauteur (§ 348) du son qui se propage paraît également influencer légèrement sur la vitesse de propagation.

Enfin, il résulte, tant des mesures directes que des déterminations indirectes effectuées sur différents gaz, que la vitesse de propagation du son dans des gaz suffisamment éloignés de leur point de liquéfaction est, comme l'indique la théorie, sensiblement en raison inverse des racines carrées des densités de ces gaz.

La vitesse de propagation du son est beaucoup plus grande dans les liquides que dans les gaz et plus grande encore dans la plupart des solides. Elle est, dans l'eau, d'après les mesures directes de Colladon et Sturm, de 1433 mètres par seconde à 8°, d'après les mesures indirectes de Wertheim, de 1436<sup>m</sup>.8 à 15° et, d'après la formule théorique, de 1425 mètres à 4°. La vitesse de propagation des vibrations longitudinales est, dans une tige de plomb, d'après les mesures indirectes de Wertheim, de 1228 mètres, tandis que dans le fer, dont le coefficient d'élasticité est beaucoup plus grand, cette même vitesse atteint 5127 mètres, soit 13 fois la vitesse dans l'air.

340. **Réflexion et réfraction du son.** — *Réflexion.* — Lorsqu'un mouvement vibratoire rencontre la surface de séparation de deux milieux inégalement élastiques, il se divise en deux parties, l'une qui pénètre dans le second milieu et constitue une onde *réfractée*, l'autre qui revient dans le premier milieu, suivant une direction différente, en général, de la direction incidente et qui donne une onde *réfléchie*.

Les lois de la réflexion et de la réfraction du son sont les mêmes que celles de la lumière. On démontre ordinairement ce fait, pour la réflexion, à l'aide de deux miroirs paraboliques convenablement orientés en face l'un de l'autre à une certaine distance. On place d'abord une bougie au foyer de l'un des miroirs et l'on constate l'existence, sur un petit écran placé au foyer de l'autre miroir, de l'image de cette bougie ; on remplace alors la bougie par une montre et l'on constate que c'est au point même où se formait l'image de la bougie qu'il faut placer l'oreille pour percevoir le plus distinctement le tic-tac de la montre. Tout bruit cesse d'ailleurs dès que l'on supprime l'un des miroirs.



Il résulte de l'identité des lois qui régissent la réflexion du son et de la lumière que si des ondes sonores, parties d'un point  $O$  (fig. 202), se réfléchissent sur une surface plane  $MN$ , les ondes réfléchies seront identiques à celles qui existeraient si un son, caractérisé par le même nombre de vibrations par seconde que le premier, prenait naissance en un point  $O'$  symétrique de  $O$  par rapport à la surface réfléchissante. Si l'on appelle *rayon sonore* toute direction rectiligne issue de la source, à tout rayon

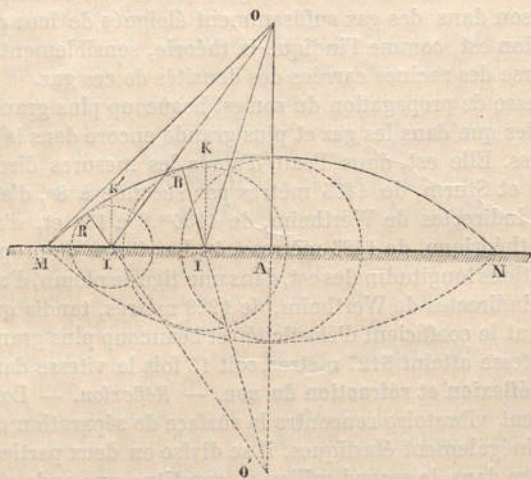


Fig. 202. — Réflexion du son.

incident  $OA$ ,  $OL$ ,  $OL'$ ... correspondra un rayon réfléchi  $AO$ ,  $LR$ ,  $LR'$ ....

Il suffit, pour que ces phénomènes de réflexion prennent naissance, que la surface  $MN$  soit suffisamment élastique; il est à remarquer que de petites aspérités, suffisantes pour s'opposer à la réflexion régulière de la lumière, sont sans influence appréciable sur la réflexion du son.

Lorsque l'oreille est peu éloignée de la surface réfléchissante, l'onde réfléchie et l'onde directe lui arrivent à peu près simultanément et l'on dit qu'il y a *résonance*. Les effets de résonance peuvent être fort désagréables dans les salles de réunion; on les supprime, s'il y a lieu, en tapissant les murs de tentures qui, par



suite de leur imparfaite élasticité, ne donnent qu'une onde réfléchie d'intensité négligeable.

Si la distance de l'oreille à la surface réfléchissante est suffisante pour que la sensation provenant de l'onde directe soit éteinte lorsque se produit celle qui est due à l'onde réfléchie, on perçoit deux sons distincts. On dit dans ce cas qu'il y a *écho*. Il faut généralement, pour qu'il en soit ainsi, qu'il s'écoule au moins  $\frac{1}{10}$  de seconde entre l'arrivée des deux ondes à l'oreille, ou que la différence des distances à parcourir par les deux ondes soit de 34 mètres (la vitesse du son étant de 340 mètres dans l'air à la température ordinaire). Lorsque l'observateur est à côté de la source sonore, l'écho ne peut donc se produire que si la surface réfléchissante est au moins à 17 mètres; encore faut-il alors, pour que l'écho puisse être perçu, que la durée du son produit soit négligeable. Lorsque la surface réfléchissante est plus éloignée, il pourra y avoir écho pour des sons plus prolongés; on dit qu'un écho est *mono* ou *polysyllabique*, suivant que l'on peut percevoir distinctement par réflexion une ou plusieurs syllabes. Quand il existe plusieurs surfaces réfléchissantes, il peut se produire des échos  *multiples* ; le même son est alors perçu distinctement plusieurs fois.

Tyndall a observé des échos intenses au sein même de l'atmosphère, dans ses recherches sur la portée en mer des signaux acoustiques. Il doit y avoir alors réflexion, à une certaine distance de la côte, sur des couches d'air dont l'élasticité, par suite de la température et de l'état hygrométrique, est différente de celle des couches les plus rapprochées du rivage. Ce phénomène ayant été observé alors que l'atmosphère était absolument limpide, il en résulte que la *transparence acoustique* peut être notablement différente de la *transparence optique*.

*Réfraction.* — L'étude de la réfraction du son à l'aide de lentilles en collodion remplies d'acide carbonique (Sondhauss), ou de prismes remplis soit de gaz, soit de liquides (Hajech), ou de lentilles dont la substance réfringente était l'eau (Neyreneuf), a montré que les lois de la réfraction sont encore les mêmes pour le son et pour la lumière. La considération des phénomènes de réfraction du son est d'ailleurs beaucoup moins importante que celle des phénomènes de réflexion.

341. *Porte-voix. Cornet acoustique.* — Le *porte-voix* est des-



liné à augmenter l'intensité du son transmis à une certaine distance de la source; c'est un tube conique représenté en coupe sur la figure 203. On voit immédiatement qu'un mouvement vibratoire

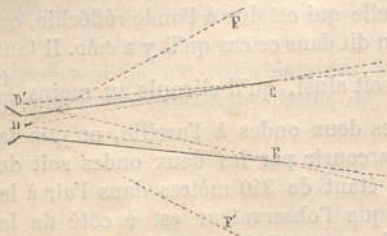


Fig. 203. — Porte-voix.

qui, parti de la source D, se propagerait suivant la direction du rayon sonore DF, sera, par réflexion, renvoyé suivant la direction D'E. Il y aura donc concentration du mouvement vibratoire, et par suite augmentation d'intensité sonore, à l'intérieur du cône formé par les prolongements des parois du porte-voix.

Il importe d'ajouter toutefois que le pavillon, par lequel le porte-voix est généralement terminé, paraît jouer un rôle important qui n'a pas encore été expliqué. Peut-être cette partie de l'instrument remplit-elle l'office d'un *résonateur* (§ 370) qui, grâce à sa large communication avec l'atmosphère, aurait la propriété de renforcer des sons de hauteurs différentes.

Le *cornet acoustique* a la forme d'un porte-voix; son extrémité la plus étroite est introduite dans le conduit auditif externe de l'oreille. Il est facile de voir sur la figure précédente que, grâce à cet instrument, une certaine quantité de mouvements vibratoires qui ne pénétreraient pas dans l'oreille y arrivent par suite de leur réflexion sur les parois du cornet. De là l'emploi que font de cet instrument les personnes atteintes de surdité relative.

### CHAPITRE III

#### INTERFÉRENCES

342. **Superposition de mouvements vibratoires. Interférence.** — Lorsque deux ou plusieurs sons prennent simultanément naissance, émis par deux ou plusieurs sources différentes, deux ou plusieurs systèmes d'ondes sonores se propagent simultanément dans l'espace. Chacun des points où plusieurs systèmes d'onde arrivent simultanément est alors animé d'un mouvement résultant, dont la direction, la vitesse, la période, dépendent des éléments corres-



pondants des mouvements, émanés des diverses sources, qui se superposent en ce point.

Cette superposition de plusieurs mouvements composants porte le nom d'*interférence*; l'étude élémentaire de ce phénomène nous sera utile dans la suite.

343. **Interférence de deux mouvements de même période.** —

Nous considérerons en particulier le cas simple de deux mouvements vibratoires, de même période, arrivant simultanément au même point suivant la même direction.

Remarquons d'abord que les conclusions 1<sup>o</sup> et 2<sup>o</sup> des pages 450 et 451 s'appliquent évidemment à deux points pris sur des directions

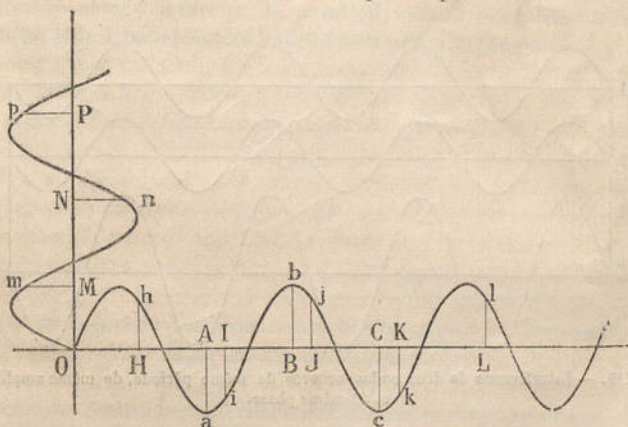


Fig. 204. — Propagation d'un son dans deux directions différentes.

différentes OL, OP (fig. 204) issues de la même source O. Ces deux points seront donc animés, à chaque instant, de vitesses égales et de même signe, ou égales et de signes contraires, suivant que la différence de leurs distances à la source sonore O sera égale à un nombre pair (points M et B, N et L....) ou un nombre impair (points N et H, M et I, M et K....) de demi-longueurs d'onde.

Enfin les deux conclusions rappelées sont encore vraies si l'on considère deux sources distinctes, mais identiques entre elles dans tous leurs éléments, amplitude, période, phase, c'est-à-dire dont les vitesses sont à chaque instant égales et de même signe. Deux points pris respectivement sur deux directions issues de chacune de ces sources seront, au même moment, animés de vitesses égales



et de même signe, ou de vitesses égales et de signes contraires, suivant que la différence de leurs distances aux sources correspondantes sera égale à un nombre pair ou à un nombre impair de demi-longueurs d'onde.

Ces remarques faites, supposons qu'il arrive en un même point M de l'espace, et suivant des directions sensiblement les mêmes, deux mouvements vibratoires issus de la même source ou de deux sources identiques, mais ayant suivi des chemins différents en longueur. Si la différence des distances du point M aux deux sources est égale à un nombre pair de demi-longueurs d'onde, ces deux mouvements, qui arrivent simultanément au point M, seront

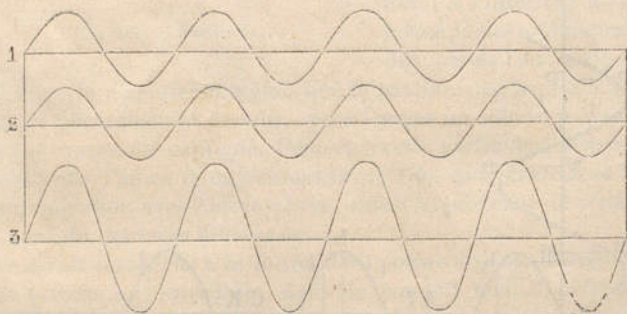


Fig. 205. — Interférence de deux ondes sonores de même période, de même amplitude et de même phase.

toujours dans la même phase, et les deux vitesses qu'ils apporteront à chaque instant, en ce point M, seront toujours égales et de même signe; on démontre d'ailleurs que, si les amplitudes des deux mouvements sont très petites, ce que nous supposons, la vitesse résultante est à chaque instant égale à la somme algébrique des vitesses composantes.

Le mouvement vibratoire résultant du point M aura donc même période que les mouvements composants; la courbe (fig. 205, 3) caractéristique de ce mouvement aura par suite même forme que celles des mouvements composants (fig. 205, 1, 2), et n'en différera que par la valeur des ordonnées qui seront, en chaque point, doubles de celles de chaque mouvement composant. L'intensité du son au point M sera donc plus grande que si chaque mouvement



composant y arrivait seul <sup>(1)</sup>; plus rigoureusement, l'amplitude du mouvement étant maxima en ce point M, l'intensité du son y atteindra une valeur plus grande qu'en avant ou en arrière de ce point.

Au contraire, si la différence des distances du point M aux deux sources est égale à un nombre impair de demi-longueurs d'onde, les mouvements qui arriveront simultanément en M auront une différence de phase de  $\frac{\lambda}{2}$ , les vitesses composantes en M, représentées à chaque instant par les ordonnées correspondantes des courbes 4 et 5 de la figure 206, seront toujours égales et de signes contraires et se détruiront; le point M restera par suite au repos (courbe 6 fig. 206) et aucun son ne sera perçu en ce point.

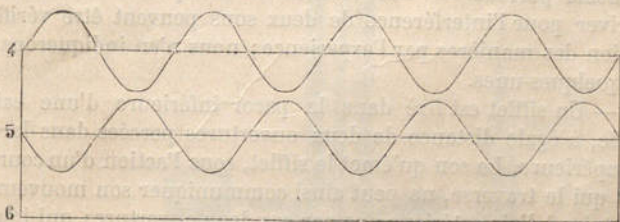


Fig. 206. — Interférence de deux ondes sonores de même période, de même amplitude et ayant une différence de phase de  $\frac{\lambda}{2}$ .

Lorsque, enfin, la différence des distances du point M aux deux sources n'est égal, ni à un nombre pair, ni à un nombre impair de  $\frac{\lambda}{2}$ , les valeurs des vitesses apportées simultanément par les deux mouvements au point M ne seront plus à chaque instant dans un rapport constant et indépendant du temps; le calcul montre que, dans ce cas, le mouvement résultant du point M est encore un mouvement vibratoire de période égale à celle des mouvements composants, quelle que soit d'ailleurs la différence de phase de ces mouvements au point M, et que l'intensité sonore en M, variable avec la différence de phase, est intermédiaire entre 0

(1) L'intensité étant mesurée par la moitié de la force vive  $\frac{1}{2}mv^2$ , laquelle est proportionnelle au carré de la vitesse, lorsque la vitesse devient double, l'intensité devient quatre fois plus grande.



et la valeur maxima qui correspond à une différence de phase nulle.

Dans le cas où les deux mouvements composants de même période n'ont pas exactement même amplitude, les résultats sont analogues à ceux que nous venons d'indiquer; mais l'interférence n'est pas complète aux points où les deux mouvements composants présentent une différence de phase égale à  $\frac{\lambda}{2}$ ; le silence n'est donc pas absolu en ces points et l'intensité du son y est seulement minima. Aux points où la différence de phase est nulle, l'intensité du son est toujours maxima, et la valeur de ce maximum dépend des valeurs des amplitudes des mouvements composants.

**344. Réalisation expérimentale de l'interférence de deux sons de même période.** — Les conclusions auxquelles nous venons d'arriver pour l'interférence de deux sons peuvent être vérifiées de bien des manières par l'expérience; nous n'en indiquerons ici que quelques-unes.

a. — Un sifflet est fixé dans la paroi inférieure d'une caisse ouatée, à égale distance de deux ouvertures percées dans la paroi supérieure. Le son qu'émet le sifflet, sous l'action d'un courant d'air qui le traverse, ne peut ainsi communiquer son mouvement vibratoire à l'air extérieur que par ces deux ouvertures, qui jouent dès lors le rôle de sources sonores identiques entre elles. Or si l'on promène, au-dessus des ouvertures, une petite membrane recouverte de sable fin, on constate que le sable s'agite vivement ou reste sensiblement immobile suivant la position occupée par la membrane. Quand le sable est immobile, il suffit de fermer l'un des orifices de la caisse pour le voir s'agiter de nouveau.

b. — Deux tuyaux d'orgue, rendant le même son et fixés à côté l'un de l'autre sur une même caisse, sont alimentés par un même courant d'air. Dans ces conditions, les ondes, émises par ces deux tuyaux, sortent avec une différence de phase égale à une demi-longueur d'onde, ainsi que cela résulte du mode de vibration de telles sources sonores; comme, d'ailleurs, les extrémités des deux tuyaux sont assez voisines pour pouvoir être regardées comme confondues, ces ondes détruisent mutuellement leurs effets en tous les points de l'espace. Aussi le son résultant perçu, lorsqu'on fait chanter simultanément les deux tuyaux, est-il beaucoup plus faible que le son émis séparément par chacune de ces sources.



c. — L'appareil de la figure 207 permet de vérifier plus rigoureusement encore les conclusions du paragraphe précédent. Cet appareil, dû à Kœnig, se compose de deux tubes en U verticaux, dont l'un est à tirage, de telle sorte qu'on puisse à volonté faire varier sa longueur totale. A l'une de leurs extrémités, ces deux tubes sont réunis en un seul au moyen d'un tube en Y qui aboutit

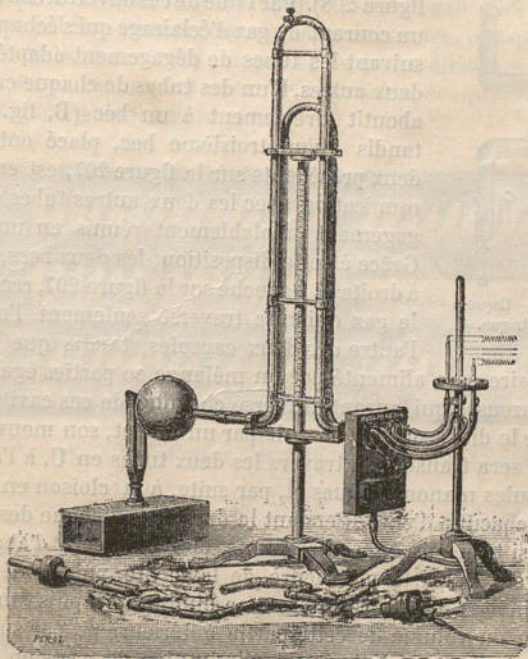


Fig. 207. — Appareil à interférence de Kœnig.

à un résonnateur (§ 370) choisi de manière à renforcer le son d'un diapason que l'on fera vibrer devant son ouverture. Les deux autres extrémités des tubes en U aboutissent chacune à une capsule manométrique logée dans l'épaisseur d'une plaque verticale carrée que l'on voit sur la droite de la figure. Les capsules manométriques, imaginées par Kœnig et dont la figure 208 représente une coupe, sont formées par une cavité séparée, au moyen d'une mince membrane de caoutchouc *m*, en deux parties que nous appellerons



postérieure et antérieure. La cavité postérieure est représentée ouverte sur la figure 208. Les tubes en U aboutissent dans les espaces

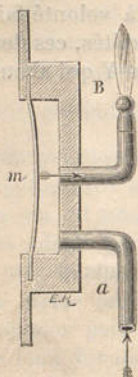


Fig. 208. — Capsule manométrique.

clos constitués par les parties postérieures de chacune des capsules, dont les parties antérieures sont munies chacune de trois ouvertures (il n'y en a que deux de visibles sur la figure 208). Par l'une de ces ouvertures *a* arrive un courant de gaz d'éclairage qui s'échappe en suivant les tubes de dégagement adaptés aux deux autres. L'un des tubes de chaque capsule aboutit directement à un bec (B, fig. 208), tandis qu'un troisième bec, placé entre les deux précédents sur la figure 207, est en communication avec les deux autres tubes de dégagement préalablement réunis en un seul. Grâce à cette disposition, les deux becs, situés à droite et à gauche sur la figure 207, recevront le gaz qui aura traversé seulement l'une ou l'autre des deux capsules, tandis que le bec

intermédiaire sera alimenté par un mélange en parties égales des masses gazeuses qui auront traversé chacune de ces cavités.

Lorsque le diapason sera ébranlé par un archet, son mouvement vibratoire sera transmis, à travers les deux tubes en U, à l'air des deux capsules manométriques et, par suite, à la cloison en caoutchouc de chacune d'elles. Pendant la durée de chacune des vibrations ainsi transmises, la membrane élastique sera d'abord repoussée vers la partie antérieure de la cavité, puis se déplacera en sens inverse; il en résultera une diminution, puis une augmentation du volume de cette partie antérieure et, par suite, des alternatives d'augmentation et de diminution de pression du gaz qui y circule. Les flammes des becs subiront donc, à chaque vibration du diapason, une augmentation et une diminution de hauteur, que l'on rendra visible en regardant ces flammes dans un parallépipède rectangle dont les quatre faces sont constituées par des miroirs et qui est animé d'un mouvement assez rapide de rotation. Par cet artifice, en effet, une flamme de hauteur invariable est étalée, grâce à la persistance des impressions lumineuses sur la rétine, en un ruban lumineux de largeur constante, et les variations de hauteur de la flamme se traduisent alors par des dentelures de l'un des bords du ruban lumineux.



Les choses étant ainsi disposées, si les deux tubes en U ont même longueur, les vitesses des mouvements vibratoires qui arrivent, au même instant, aux deux membranes de caoutchouc, seront égales et de même signe; les dentelures des deux becs qui reçoivent chacun le gaz de l'une des capsules seulement se correspondront exactement et seront d'égale hauteur; mais celles du troisième bec, dont le gaz vient par parties égales des deux capsules, auront une hauteur double des précédentes, puisqu'elles résulteront de la somme des compressions et des dilatations que le gaz subit dans chacune des deux cavités. C'est ce que représente la partie gauche de la figure 209.

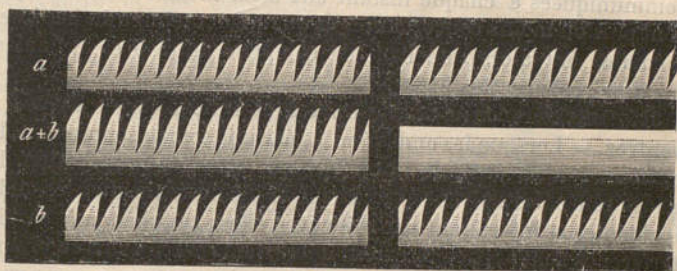


Fig. 209. — Aspect des flammes de l'appareil à interférence dans un miroir tournant.

En augmentant la longueur du tube à tirage, on peut augmenter de  $\frac{\lambda}{2}$ , c'est-à-dire d'une demi-longueur d'onde, l'un des chemins parcourus par le mouvement vibratoire; la différence des distances des membranes en caoutchouc à la source sera alors égale à  $\frac{\lambda}{2}$  et ces membranes recevront, à chaque instant, des vitesses égales et de signes contraires. Donc, au moment où le gaz de l'une des capsules subira une compression, le gaz de l'autre capsule subira une dilatation égale, de telle sorte que le troisième bec, alimenté simultanément par les deux capsules, devra avoir une flamme de hauteur constante; c'est ce que l'expérience vérifie, ainsi que le montre la partie droite de la figure 209. Les dentelures des flammes des deux autres becs conservent d'ailleurs la même hauteur que tantôt, ces dentelures ayant seulement changé de positions relatives par suite des nouvelles conditions de l'expérience.



Si l'on augmente de nouveau la longueur du tube à tirage, de telle sorte que la différence des distances des membranes des capsules à la source devienne égale à  $\lambda$  ou à  $2\frac{\lambda}{2}$ , ces membranes recevront de nouveau, à chaque instant, des vitesses égales et de même signe; la hauteur des dentelures de la flamme du bec intermédiaire deviendra donc de nouveau égale à la somme des hauteurs correspondantes des deux autres flammes.

Il est d'ailleurs évident que, lorsque la différence des distances des membranes à la source est comprise entre  $\frac{\lambda}{2}$  et  $2\frac{\lambda}{2}$ , les vitesses communiquées à chaque instant aux deux membranes élastiques sont plus ou moins concordantes et que les dentelures du bec intermédiaire ont alors une hauteur comprise entre 0 et la hauteur maxima réalisée plus haut.

**345. Interférence d'ondes directes et réfléchies. — Nœuds et ventres.** — Lorsque les ondes émises par une source sonore se réfléchissent sur un obstacle normal à leur ligne de propagation, les ondes réfléchies suivent exactement la même route que les ondes incidentes et interfèrent par suite avec elles; ces phénomènes d'interférence sont particulièrement intéressants parce qu'ils se produisent dans les tuyaux sonores et qu'ils règlent même, comme nous le verrons, le nombre des vibrations ou la hauteur des sons émis par ces tuyaux. La réflexion des ondes peut du reste s'opérer sur un milieu plus dense ou sur un milieu moins dense que celui dans lequel ces ondes se propagent; nous étudierons successivement ces deux cas.

*Réflexion sur un milieu plus dense.* — Soient O (fig. 210) une source sonore placée dans l'air et MN une surface réfléchissante plus dense que l'air, constituée par un mur par exemple.

On démontre que, dans ce cas, les ondes réfléchies sont les mêmes que celles que fournirait une seconde source O', symétrique de O par rapport à MN, qui serait *identique* à la première.

Les impulsions directes et réfléchies qui arrivent à chaque instant en un point quelconque A de la normale OP peuvent dès lors être considérées comme émanant, les premières de O, les secondes de O' et leurs vitesses en un même point s'ajoutent ou se retranchent, suivant qu'elles sont de même sens ou de sens inverses, c'est-à-dire suivant la valeur de la différence des distances du point considéré A aux deux points O et O'.



Or, si les deux sources O et O' étaient situées du même côté de A, c'est-à-dire si les deux mouvements à composer se propageaient dans le même sens, les vitesses en un même point A seraient de même signe ou de signes contraires, suivant que la différence des distances de ce point aux deux sources serait égale à un nombre pair ou à un nombre impair de demi-longueurs d'onde  $\frac{\lambda}{2}$ .

Mais, à cause de la situation des sources O et O' de part et d'autre du point A, les deux mouvements qui interfèrent se propagent en sens inverse l'un de l'autre et les conditions pour que les vitesses apportées simultanément en A, soient de même sens ou de sens contraires seront exactement inverses des précédentes.

Ces vitesses se détruiront donc en tous les points P, B, D, ... tels que la différence de leurs distances aux deux sources soit égale à un nombre pair de  $\frac{\lambda}{2}$

et les molécules gazeuses situées en ces points resteront par suite au repos; mais il importe de remarquer que, les deux mouvements vibratoires apportant toujours simultanément en ces points, P, B, D, ...

deux condensations ou deux dilatations égales, ces condensations ou ces dilatations s'ajouteront entre elles et atteindront en ces points une valeur maxima. Les points P, B, D, ... sont appelés *nodus* de vibration.

Les vitesses seront, au contraire, toujours de même sens et s'ajouteront pour atteindre une valeur maxima en tous les points A, C, ... tels que la différence de leurs distances aux deux sources O et O' soit égale à un nombre impair de  $\frac{\lambda}{2}$ ; mais les deux mouvements apportant toujours simultanément en ces points, l'un une

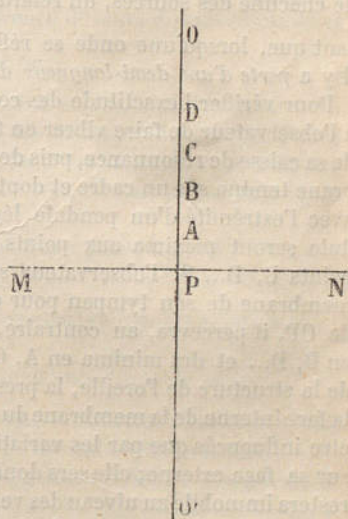


Fig. 210. — Interférence d'ondes directes et d'ondes réfléchies.



condensation et l'autre une dilatation égale en intensité, la pression de l'air y demeurera constante. Les points A, C, ... sont appelés *ventres* de vibration.

Il est facile de voir que, au point de vue de la vitesse résultant de la composition des vitesses des deux mouvements considérés, les résultats que nous venons d'établir sont les mêmes que si les deux mouvements à composer s'étaient propagés dans le même sens, en présentant l'un sur l'autre, au même instant, à leur départ de chacune des sources, un retard de  $\frac{\lambda}{2}$ ; on exprime ce fait en disant que, lorsqu'une onde se réfléchit sur un milieu plus dense, il y a *perte d'une demi-longueur d'onde*.

Pour vérifier l'exactitude des conclusions qui précèdent, il suffit à l'observateur de faire vibrer en face d'un mur un diapason muni de sa caisse de résonnance, puis de déplacer le long de OP une membrane tendue sur un cadre et dont l'une des surfaces est en contact avec l'extrémité d'un pendule léger. Les mouvements de ce pendule seront maxima aux points A, C... et minima ou nuls aux points B, D... Si l'observateur se déplace lui-même et utilise la membrane de son tympan pour explorer l'état vibratoire le long de OP, il percevra, au contraire, des maxima d'intensité sonore en B, D... et des minima en A, C...; cela tient à ce que, par suite de la structure de l'oreille, la pression restant constante du côté de la face interne de la membrane du tympan, cette membrane ne peut être influencée que par les variations de pression qui se produisent sur sa face externe; elle sera donc ébranlée au niveau des nœuds et restera immobile au niveau des ventres. La membrane tendue sur un cadre, recevant au contraire des impulsions sur ses deux faces, restera immobile aux points (nœuds) où la condensation et la dilatation présentent leurs valeurs maxima, mais où la vitesse de déplacement est nulle, tandis qu'elle subira des déplacements maxima aux points (ventres) où la condensation et la dilatation sont nulles, mais où la vitesse de déplacement des molécules gazeuses est maxima.

*Réflexion sur un milieu moins dense.* — Dans le cas où l'onde qui se propage dans l'air se réfléchit sur un milieu MN moins dense (hydrogène par exemple), on démontre que les ondes réfléchies sont les mêmes que celles qui émaneraient de la source O', symétrique de O par rapport à MN, si cette source était toujours identique à O mais présentait avec elle une différence de phase de  $\frac{\lambda}{2}$ .



Il est facile de prévoir que dans ce cas on doit arriver à des conclusions précisément inverses des précédentes.

Les nœuds, toujours caractérisés par l'immobilité des molécules et les variations maxima de la pression de l'air, se trouvent maintenant en tous les points A, C, ... tels que la différence de leurs distances aux deux sources soit égale à un nombre impair de  $\frac{\lambda}{2}$ .

Les ventres caractérisés encore par les déplacements maxima des molécules et la constance de la pression de l'air se trouvent en tous les points P, B, D, ... tels que la différence de leurs distances aux deux sources soit égale à un nombre pair de  $\frac{\lambda}{2}$ .

*Distance des nœuds et des ventres à la surface réfléchissante.* — Si, au lieu de considérer la différence des distances des nœuds et des ventres aux deux sources O et O', on cherche les distances de ces nœuds et de ces ventres à la surface réfléchissante, il est facile de voir que :

Dans le cas de la réflexion sur un milieu plus dense, il y aura des nœuds en tous les points P, B, D, ... distants de la surface réfléchissante d'un nombre pair de  $\frac{\lambda}{4}$  et des ventres en tous les points A, C, ...

distants de cette même surface d'un nombre impair de  $\frac{\lambda}{4}$ .

Les positions des nœuds et des ventres sont inverses des précédentes dans le cas de la réflexion sur un milieu moins dense.

**346. Interférence de deux mouvements vibratoires de périodes inégales.** — Nous avons vu (§ 19) que la superposition de deux mouvements périodiques, dont les périodes inégales ont une commune mesure, est encore un mouvement périodique.

Lorsque ces deux mouvements se superposeront en un même point de l'espace, la vitesse de déplacement de ce point sera, à chaque instant, égale à la somme algébrique des vitesses des mouvements composants, si les amplitudes de ces mouvements composants sont assez petites. Mais la courbe représentative du mouvement résultant est alors plus ou moins complexe ; sa forme varie, en effet, avec l'intensité relative des mouvements composants et surtout avec le rapport que leurs périodes présentent entre elles.

Cette courbe résultante peut être construite graphiquement en faisant la somme des ordonnées correspondantes des courbes des mouvements composants ; mais on peut aussi obtenir, dans bien



des cas, l'inscription directe du mouvement résultant, par exemple lorsque les mouvements composants sont ceux de deux diapasons. Les diapasons sont alors disposés parallèlement l'un à l'autre; sur une branche de l'un deux, on fixe une plaque de verre enfumée,

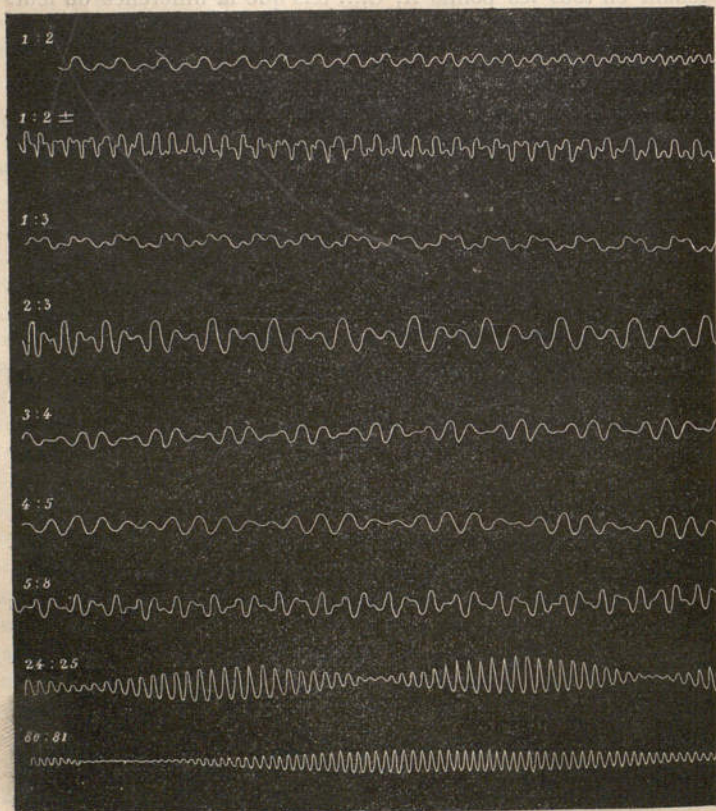


Fig. 211. — Composition de deux mouvements vibratoires simples de périodes inégales.

tandis que l'une des branches de l'autre diapason est munie d'un stylet que l'on amène au contact de la plaque. Les deux diapasons étant mis simultanément en vibration, on déplace l'un d'eux parallèlement à la direction commune de leurs branches, de telle sorte



que la plaque enfumée et le stylet ne cessent pas de se trouver en contact. Il importe de remarquer que les courbes obtenues par ce procédé sont celles qui représentent les valeurs successives des déplacements en fonction du temps, et non les variations de la vitesse résultante que nous avons considérées dans les paragraphes précédents. Mais ces courbes des espaces nous renseignent, mieux encore que celles des vitesses, au moins dans le cas général, sur la complexité du mouvement résultant.

La figure 211 représente quelques-unes des courbes que l'on peut obtenir par le procédé que nous venons d'indiquer. Les nombres inscrits au-dessus de chacune de ces courbes font connaître les rapports des périodes, ou des nombres de vibrations par seconde, des mouvements composants dont la courbe est la résultante.

**347. Battements. Sons résultants.** — Dans le cas particulier où les périodes des deux mouvements qui se superposent en un même point de l'espace diffèrent très peu l'une de l'autre, l'interférence de ces mouvements présente un caractère particulier qui fait alors désigner le phénomène sous le nom de *battements*.

Soient en effet deux sources sonores effectuant  $n$  et  $n'$  vibrations par seconde et un point  $M$  de l'espace où arrivent simultanément, avec la même intensité et sensiblement suivant la même direction, les mouvements vibratoires provenant de ces deux sources. Si ces mouvements sont exactement concordants à l'instant considéré, c'est-à-dire s'ils sont dans la même phase de leurs vibrations, leurs vitesses égales et de même sens s'ajouteront, et l'intensité du son en  $M$  sera beaucoup plus forte que si l'un des mouvements vibratoires y arrivait seul. Mais, la durée de la vibration étant un peu plus courte pour l'un des sons que pour l'autre, l'accord que nous avons supposé exister en  $M$ , quant aux impulsions qui y arrivent, ne se maintiendra pas. L'impulsion apportée par l'un des sons présentera bientôt par rapport à l'autre une différence de phase qui ira s'accroissant et les vibrations du point  $M$  diminueront d'amplitude; au bout du temps nécessaire pour que l'une des sources ait effectué une vibration simple de plus que l'autre, les mouvements qui arriveront simultanément en  $M$  auront une différence de phase égale à  $\frac{\lambda}{2}$ , les impulsions communiquées à  $M$  seront égales et de sens inverses, et  $M$  restera au repos; puis, la différence de phase s'accroissant encore, le point  $M$  se remettra à vibrer, et ses vibrations présenteront une amplitude croissante jusqu'au moment où,



L'une des sources ayant exécuté une vibration complète de plus que l'autre, la différence de phase sera égale à  $\lambda$  ou, ce qui revient au même, sera nulle.

Les deux tracés inférieurs de la figure 211 représentent graphiquement la différence d'amplitude des vibrations du point M, différence dont nous venons d'indiquer les causes.

Il résulte de ce qui précède que, pendant le temps que met l'une des sources à exécuter une vibration complète de plus que l'autre, l'amplitude des vibrations du point M passe par un maximum et par un minimum ; une oreille placée en M percevra donc alternativement un maximum et un minimum d'intensité sonore dont l'ensemble a reçu le nom de *battement*. On voit par là que le nombre des battements par seconde sera précisément égal à la différence  $n' - n$  du nombre des vibrations par seconde des deux sources sonores.

Il est facile d'obtenir des battements très intenses avec des tuyaux ou des diapasons convenablement choisis.

Lorsque le nombre des battements par seconde atteint une certaine valeur, les maxima et les minima d'intensité sonore ne sont plus perçus distinctement ; il en résulte pour l'oreille une sensation désagréable sur laquelle Helmholtz a basé la théorie physiologique de la musique.

On conçoit d'autre part que les battements, lorsqu'ils sont suffisamment rapides, constituent un mouvement vibratoire résultant et donnent naissance, s'ils sont assez intenses, à un son dont le nombre de vibrations par seconde est précisément égal au nombre  $n' - n$  des battements par seconde. Ce son porte le nom de *son résultant différentiel*.

Lorsqu'on produit simultanément deux sons caractérisés par des nombres  $n$  et  $n'$  de vibrations par seconde, l'oreille entend, en effet, si les deux sons sont assez intenses, outre les sons *primaires*  $n$  et  $n'$ , un son résultant différentiel caractérisé par  $n' - n$  vibrations par seconde ; on peut même percevoir, en se plaçant dans des conditions spéciales, un son caractérisé par  $n' + n$  vibrations, son auquel on a donné le nom de *son résultant additionnel*.

En outre des sons résultants dont il vient d'être question, véritables sons objectifs dont l'origine, ainsi que l'a montré Helmholtz, réside dans la superposition de deux mouvements composants d'amplitude assez grande, il en est d'autres, de nature subjective, qui prennent naissance dans l'oreille même et qui sont dus aux liaisons de la membrane du tympan. L'oreille humaine se trouve



ainsi admirablement construite, d'après la théorie physiologique de la musique dont l'étude est du ressort de la Physique biologique, pour établir entre les divers intervalles musicaux, des caractères nettement distinctifs de consonnance et de dissonance.

## CHAPITRE IV

### QUALITÉS DES SONS

348. **Qualités des sons.** — Les sons se distinguent entre eux par trois qualités : l'*intensité*, la *hauteur* et le *timbre*.

Un son est dit plus ou moins *intense* suivant qu'il impressionne plus ou moins énergiquement l'oreille.

La *hauteur* d'un son est cette qualité par laquelle nous reconnaissons qu'un son est plus *grave* ou plus *aigu* qu'un autre.

Enfin, on appelle *timbre* la qualité d'après laquelle deux sons de même hauteur, émis par deux sources différentes, sont nettement distingués l'un de l'autre par l'oreille, indépendamment de leur intensité relative.

La détermination de la cause du timbre des sons constitue l'une des parties les plus importantes et les plus intéressantes de l'Acoustique; mais, comme elle nécessite l'étude préalable des diverses sources sonores, nous devons la renvoyer à l'un des Chapitres suivants.

349. **Intensité.** — L'intensité d'un son dépend de l'amplitude des vibrations du corps sonore. Les vibrations des cordes, des diapasons, des membranes, etc., fournissent autant de démonstrations expérimentales de ce fait; elles permettent facilement de constater que le son est plus intense lorsque les déplacements du corps vibrant, ou l'amplitude des vibrations, sont plus grands et que l'intensité du son diminue à mesure que l'amplitude des vibrations diminue elle-même par communication de la force vive du mouvement vibratoire au milieu ambiant.

On prend pour mesure de l'intensité d'un son la somme des forces vives du mouvement vibratoire pendant l'unité de temps. La force vive étant proportionnelle au carré de la vitesse et celle-ci étant directement proportionnelle à l'amplitude du mouvement, l'intensité du son est proportionnelle au carré de l'amplitude des oscillations du corps vibrant.

350. **Hauteur.** — La hauteur d'un son dépend du nombre de



vibrations effectuées pendant une seconde par la source sonore, le son étant d'autant plus aigu ou d'autant plus grave que ce nombre de vibrations est plus grand ou plus petit, ou, ce qui revient au même, que la durée des vibrations est plus petite ou plus grande.

Pour vérifier par l'expérience la relation, que nous venons d'énoncer, entre la hauteur d'un son et le nombre de vibrations par seconde, il suffit de mesurer ce nombre de vibrations pour des sons de hauteurs différentes. Nous indiquerons plus loin divers procédés qui permettent d'effectuer ces mesures.

Les sons de hauteurs différentes se propageant, dans un même milieu, avec des vitesses que l'on peut regarder comme identiques (§ 339), leurs longueurs d'onde seront, en vertu de la formule  $\lambda = \frac{V}{N}$ , différentes entre elles, puisqu'elles correspondent à des nombres de vibrations différents.

351. **Limites des sons perceptibles.** — Les vibrations des corps matériels ne sont capables d'impressionner notre oreille que si elles ne sont ni trop lentes ni trop rapides, et ce fait est en rapport avec la grandeur des éléments histologiques auxquels on attribue, en Physique biologique, la faculté de perception de la hauteur des sons. Les limites des sons perceptibles, assez difficiles à fixer exactement, varient d'une oreille à l'autre. On peut toutefois admettre avec Helmholtz, Despretz, etc., qu'un son cesse d'être perçu lorsqu'il correspond à moins de 16 ou à plus de 38 000 vibrations complètes ou doubles par seconde.

352. **Intervalles musicaux. Gamme.** — On appelle *intervalle* de deux sons de hauteurs différentes le rapport des nombres  $n$  et  $n'$  des vibrations effectuées pendant le même temps par ces deux sons.

L'intervalle de deux sons, c'est-à-dire le rapport  $\frac{n}{n'}$ , est donc indépendant de la hauteur absolue de ces sons.

L'oreille, ou tout au moins une oreille exercée, reconnaît parfaitement l'intervalle de deux sons et constate facilement cette indépendance de la hauteur absolue des sons et de leur intervalle. En outre, qu'il s'agisse de *mélodie*, c'est-à-dire de l'émission successive, ou d'*harmonie*, c'est-à-dire de l'émission simultanée de plusieurs sons, certains intervalles produisent sur l'organe de l'ouïe une impression agréable, d'autres une impression désagré-



ble; les premiers de ces intervalles sont dits *consonnants*, les seconds *dissonnants*. A la vérité, cette distinction n'est pas absolument tranchée, et l'on peut passer par degrés de la consonnance à la dissonance.

La recherche des causes physique et physiologique de la consonnance et de la dissonance est du ressort de la Physique biologique; nous nous bornerons ici à constater que les intervalles qui provoquent en nous les sensations les plus harmonieuses sont ceux qui sont caractérisés par les nombres les plus simples. Les intervalles les plus harmonieux sont, en effet, par ordre de consonnance décroissante, l'*unisson*  $\left(\frac{n}{n'} = 1\right)$ , l'*octave*  $\left(\frac{n}{n'} = \frac{2}{1}\right)$ , la *quinte*  $\left(\frac{n}{n'} = \frac{3}{2}\right)$ , la *quarte*  $\left(\frac{n}{n'} = \frac{4}{3}\right)$ , la *tierce majeure*  $\left(\frac{n}{n'} = \frac{5}{4}\right)$ .

Quelques auteurs pensent que, pendant une longue suite d'années, l'antiquité, dont tout l'art musical se réduisait ainsi à de pauvres mélodies, ne s'est servie que de ces seuls accords. La première gamme, ou la suite des sons employés par les anciens, ne comprenait par conséquent que les sons dont les nombres de vibrations sont respectivement proportionnels à

$$1, \quad \frac{3}{2}, \quad \frac{4}{3}, \quad \frac{3}{2}, \quad 2.$$

Par suite de progrès, dont la réalisation est due à des causes sur lesquelles nous ne pouvons nous arrêter, on a successivement introduit en musique des accords moins parfaitement consonnants que les précédents; tels sont, par exemple, la *seconde majeure*  $\left(\frac{n}{n'} = \frac{9}{8}\right)$ , la *sixte majeure*  $\left(\frac{n}{n'} = \frac{5}{3}\right)$ , la *septième majeure*  $\left(\frac{n}{n'} = \frac{15}{8}\right)$ .

Parallèlement aux progrès réalisés en ce qui concerne le nombre des intervalles utilisés dans la mélodie, des progrès analogues ont marqué le développement de la musique harmonique. Chez les Grecs, en effet, les accompagnements du chant principal consistaient seulement en l'adjonction d'un chant identique mais à l'octave du premier; de là le qualificatif de *homophone* par lequel on caractérise une semblable musique. Pendant le moyen âge seulement, la musique commence à devenir *polyphone*; ce n'est qu'à partir de cette époque, en effet, que l'on fit usage, outre l'accom-



pagnement à l'octave, d'accompagnements à la quinte, à la quarte et à la tierce du chant principal.

Mais ces seuls intervalles utilisés, quoique d'une consonnance plus parfaite, étaient en si petit nombre, que la musique harmonique présentait forcément encore une monotonie à laquelle les musiciens se sont peu à peu soustraits par l'adjonction aux intervalles les plus consonnants d'intervalles moins harmonieux. Outre l'extrême variété des sensations auditives ainsi réalisée, ces derniers intervalles font, par contraste, paraître en quelque sorte plus parfaits et plus agréables les intervalles plus consonnants, dès lors moins souvent répétés.

Ce développement de l'art musical se poursuit d'ailleurs encore aujourd'hui et l'on peut prévoir, pour un avenir plus ou moins éloigné, l'emploi d'intervalles dont les compositeurs actuels évitent de faire usage.

Il importe de remarquer encore que l'oreille est plus agréablement impressionnée, quand les sons successifs perçus présentent entre eux un certain intervalle, que lorsque tous les sons intermédiaires aux sons extrêmes sont successivement produits. C'est ainsi que le sifflement du vent, lequel présente fréquemment un vrai caractère musical, est à coup sûr moins agréable à entendre que l'émission successive des deux sons entre lesquels varie la hauteur de ce sifflement.

*Gamme.* — De ce qui précède il résulte que, pour donner naissance à une sensation agréable, les sons émis successivement (mélodie) ou simultanément (harmonie) doivent satisfaire à deux conditions :

1° Ils doivent présenter entre eux un certain intervalle;

2° Les intervalles de ces sons ne peuvent être quelconques, mais avoir l'une des valeurs, indiquées plus haut, qui caractérisent les intervalles à consonnance plus ou moins parfaite.

On appelle *gamme* la suite des sons qui présentent avec le premier son de la série les rapports d'octave, de quinte, de quarte, de tierce majeure, de sixte majeure, de seconde majeure et de septième majeure. En rangeant ces sons, non plus par ordre de consonnance, mais par ordre de hauteur croissante, et représentant proportionnellement par 1 le nombre de vibrations par seconde qui caractérise le son le plus bas, on obtient les sons suivants :

$$\begin{array}{cccccccc}
 1, & \frac{9}{8}, & \frac{5}{4}, & \frac{4}{3}, & \frac{3}{2}, & \frac{5}{3}, & \frac{15}{8}, & \frac{2}{1} \\
 \frac{1}{7} & & & & & & & \frac{2}{7} \\
 100 & & & & & & & 200
 \end{array}$$



auxquels un bénédictin, Gui d'Arezzo, a donné les noms de :

*ut, ré, mi, fa, sol, la, si, ut;*

ces noms sont les premières syllabes des vers du commencement de l'épître à Saint-Jean.

Avant Gui d'Arezzo, les sons de la gamme étaient désignés par des lettres dont la première était la lettre grecque  $\Gamma$  (gamma), d'où est venu le nom de *gamme*.

Les hauteurs maxima et minima des sons de la gamme sont loin de comprendre tous les sons perceptibles par l'oreille. De là, la considération de gammes successives plus aiguës les unes que les autres, mais constituées par des sons qui présentent toujours entre eux les intervalles de seconde, de tierce majeure, de quarte, etc. Les nombres de vibrations caractéristiques des sons compris dans ces diverses gammes s'obtiendront donc en multipliant successivement par 2, 3, 4... les nombres inscrits plus haut; la seconde gamme, par exemple, comprendra donc les sons :

$$2, \frac{9}{8} \times 2 = \frac{9}{4}, \frac{5}{4} \times 2 = \frac{5}{2}, \frac{4}{3} \times 2 = \frac{8}{3}, \frac{3}{2} \times 2 = 3, \frac{5}{3} \times 2 = \frac{10}{3}, \frac{15}{8} \times 2 = \frac{15}{4}, 2 \times 2 = 4.$$

*ut, ré, mi, fa, sol, la, si, ut.*

Les sons des diverses gammes portent toujours les mêmes noms, auxquels on ajoute des indices positifs ou négatifs pour distinguer la gamme à laquelle ils appartiennent.

En Angleterre et en Allemagne, les notes de la gamme sont caractérisées par des lettres, et la correspondance de ces diverses notations est la suivante :

Notations française et italienne :	<i>ut ré mi fa sol la si</i>
anglaise :	<i>c d e f g a b</i>
allemande :	<i>c d e f g a h</i>

Lorsqu'on emploie la notation par lettres, les gammes diverses sont distinguées par des lettres majuscules affectées d'indices et par des lettres minuscules avec accents, d'après le tableau ci-dessous :

<i>ut<sub>-2</sub></i>	<i>ut<sub>-1</sub></i>	<i>ut<sub>1</sub></i>	<i>ut<sub>2</sub></i>	<i>ut<sub>3</sub></i>	<i>ut<sub>4</sub></i>	<i>ut<sub>5</sub></i>	<i>ut<sub>6</sub>.....</i>
<i>C<sub>2</sub></i>	<i>C<sub>1</sub></i>	<i>C</i>	<i>c</i>	<i>c'</i>	<i>c''</i>	<i>c'''</i>	<i>c<sup>iv</sup>.....</i>

Ajoutons, pour fixer absolument la valeur de ces notations, que le *la* du diapason normal est le  $la_3 = a' = 435$  vibrations doubles par seconde.



*Dièses et bémols.* — Les intervalles des sons successifs de la gamme, c'est-à-dire les rapports des nombres de vibrations de deux sons consécutifs, sont :

$$\begin{array}{cccccccc} \text{ut,} & \text{ré,} & \text{mi,} & \text{fa,} & \text{sol,} & \text{la,} & \text{si,} & \text{ut,} \\ \frac{9}{8}, & \frac{10}{9}, & \frac{16}{15}, & \frac{9}{8}, & \frac{10}{9}, & \frac{9}{8}, & \frac{16}{15}. \end{array}$$

Les intervalles  $\frac{9}{8}$ ,  $\frac{10}{9}$ ,  $\frac{16}{15}$  portent respectivement les noms de *ton entier majeur*  $\left(\frac{9}{8}\right)$ , *ton entier mineur*  $\left(\frac{10}{9}\right)$ , et *demi-ton mineur*  $\left(\frac{16}{15}\right)$ .

On a souvent besoin, en musique, de commencer la gamme par une note quelconque, *ré* par exemple. Il faut alors que la série de sons qui feront suite au *ré*, présente, successivement et dans le même ordre, les intervalles que nous venons de faire connaître. En particulier, l'intervalle de *ré* à *mi*  $\left(\frac{10}{9}\right)$  devrait être égal à celui de *ut* à *ré*  $\left(\frac{9}{8}\right)$  et pour qu'il en soit ainsi il faut élever la hauteur du *mi* dans le rapport  $\frac{81}{80}$ ; en effet, le nouvel intervalle des deux premières notes de la gamme sera alors :

$$\frac{10}{9} \times \frac{81}{80} = \frac{9}{8}.$$

L'intervalle  $\frac{81}{80}$  porte le nom de *comma*; on néglige souvent cet intervalle, ce qui revient à regarder comme identiques les intervalles que nous avons appelés ton majeur et ton mineur.

Mais une modification plus profonde devra être apportée à la hauteur de la note *fa*; l'intervalle de *mi* à *fa* est en effet égal à  $\frac{16}{15}$ , tandis que, dans la gamme commençant par *ré*, il devra être de  $\frac{10}{9}$ . Il faudra donc augmenter la hauteur du *fa* dans le rapport  $\frac{25}{24}$ ; on a, en effet :

$$\frac{16}{15} \times \frac{25}{24} = \frac{10}{9}.$$



La nouvelle note obtenue ainsi n'a pas reçu de nom nouveau, on l'a appelée *fa dièse* (*fa #*); *diéser* une note, c'est donc augmenter sa hauteur dans le rapport  $\frac{25}{24}$ .

De même qu'il peut être nécessaire de diéser une note, c'est-à-dire d'élever sa hauteur de  $\frac{25}{24}$ , on peut avoir, et pour les mêmes raisons, à la *bémoliser*, c'est-à-dire à abaisser sa hauteur dans le rapport  $\frac{24}{25}$ . La nouvelle note conserve le nom de celle dont elle dérive; on lui ajoute seulement le signe *b* (*bémol*).

*Tempérament.* — Une note diésée ne se confond pas exactement avec la note suivante bémolisée.

Il résulte de là que, sur les instruments à sons fixes, tels que le piano, il faudrait intercaler, entre chaque intervalle d'un ton, deux notes représentant, l'une la note supérieure bémolisée, l'autre la note inférieure diésée. Mais cette manière de faire compliquerait à tel point qu'elle a été rejetée. On a alors admis une *gamme tempérée* dans laquelle les intervalles dont nous avons parlé jusqu'à présent ont été légèrement altérés de manière à rendre égaux les tons majeurs et mineurs, chacun d'eux étant égal à deux demi-tons. L'intervalle 2, ou *octave*, a été dès lors partagé en 12 intervalles égaux entre eux et à  $\sqrt[12]{2} = 1.05946$ . C'est sur cette *gamme dite tempérée* que sont accordés les instruments à sons fixes.

*Gamme mélodique et gamme harmonique.* — La gamme dont les notes sont caractérisées par les nombres de vibrations :

$$1, \quad \frac{9}{8}, \quad \frac{5}{4}, \quad \frac{4}{3}, \quad \frac{3}{2}, \quad \frac{5}{3}, \quad \frac{15}{8}, \quad 2,$$

est dite *gamme de Ptolémée* ou de *Zarlin*.

Pythagore admettait une autre gamme dont les notes correspondaient à des nombres de vibrations proportionnels à

	1	$\frac{9}{8}$	$\frac{81}{64}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{3}{2}$	27	$\frac{243}{16}$
ou à	1	$\frac{3^2}{2^3}$	$\frac{3^4}{2^6}$	$\frac{2^2}{3}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3^3}{2^4}$	$\frac{3^5}{2^7}$
	<i>ut</i>	<i>ré</i>	<i>mi</i>	<i>fa</i>	<i>sol</i>	<i>la</i>	<i>si</i> .

Cette dernière gamme ne diffère de celle de Ptolémée que quant



aux notes *mi*, *la* et *si*, dont l'intervalle avec les notes correspondantes de la première gamme est uniformément égal à un comma  $\left(\frac{81}{80}\right)$ .

Une discussion, qui a duré pendant des siècles, portait sur la question de savoir laquelle de ces deux gammes était réellement employée par les musiciens. Cornu et Mercadier ont définitivement, en 1881, résolu cette question par l'expérience en opérant comme suit.

Entre le chevalet et la table d'harmonie d'un instrument à corde,

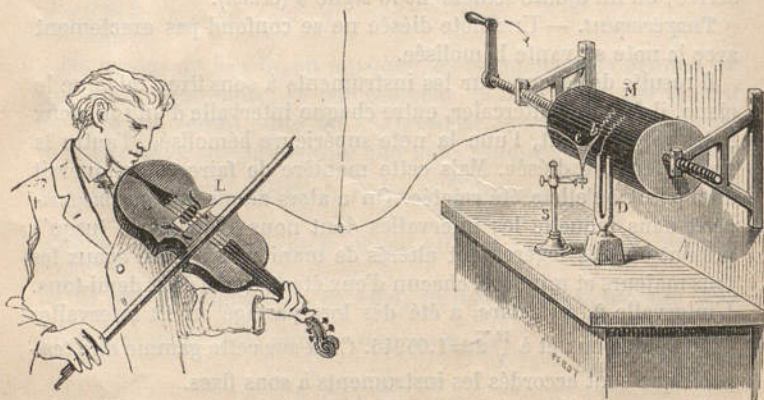


Fig. 212. — Expérience de Cornu et Mercadier.

violon ou violoncelle, on insère (fig. 212) une lame de laiton *L* à laquelle est fixé un fil de cuivre, long de plusieurs mètres, suspendu par l'intermédiaire de rondelles de caoutchouc. L'autre extrémité du fil est soudée à une lame de clinquant *c* fixée dans un lourd support *S* et munie d'un stylet inscripteur *b* qui trace sur un cylindre tournant *M* les vibrations de l'instrument transmises à travers le fil. A côté du support portant la lame de clinquant est un diapason chronographe *D* dont les vibrations s'inscrivent à côté des précédentes. La hauteur du son du diapason étant connue, on peut en déduire par comparaison (§ 354) la hauteur exacte du son qu'un habile artiste fait rendre à l'instrument.

Les choses ainsi disposées, si l'on fait jouer, sur le violon en expérience, une mélodie lente, en même temps que l'on met en



vibration le diapason chronographe, la comparaison des deux tracés obtenus montre que la gamme employée par l'instrumentiste est celle de Pythagore. Si, au contraire, un musicien produit sur le violon l'émission simultanée de deux sons dont l'intervalle est d'une tierce, par exemple, la gamme alors employée est différente de celle de Pythagore et voisine tout au moins de celle de Ptolémée.

De là les qualificatifs de *mélodique* et d'*harmonique* donnés aux gammes de Pythagore et de Ptolémée.

333. **Intervalles harmoniques.** — A part la série des notes constituant la gamme, et dont nous avons indiqué sommairement l'origine probable, il est une autre série de sons dont la considération revient presque à chaque instant dans l'étude des timbres des diverses sources sonores; c'est la série des sons dits *harmoniques*. La connaissance de ces sons est, en outre, également indispensable pour comprendre, en Acoustique biologique, l'origine du timbre de la voix humaine ainsi que la théorie physiologique de la musique.

On appelle *sons harmoniques* la suite des sons dont les nombres de vibrations sont respectivement proportionnels à la suite naturelle des nombres entiers

1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, . . . .

Si le son 1 représente *ut*<sub>1</sub>, un certain nombre de sons harmoniques correspondent à des notes qui appartiennent aux gammes successives; tels sont les sons 2 (*ut*<sub>2</sub>), 3 (*sol*<sub>2</sub>), 4 (*ut*<sub>3</sub>), 5 (*mi*<sub>3</sub>), 6 (*sol*<sub>3</sub>), 8 (*ut*<sub>4</sub>), . . . . D'autres, au contraire, ne coïncident avec aucune des notes des gammes successives; à cette catégorie appartient par exemple le son 7, qui est compris entre *la*<sub>3</sub> et *si*<sub>3</sub> quand le son 1 correspond à *ut*<sub>1</sub>.

334. **Mesure de la hauteur d'un son.** — Les procédés employés pour effectuer ces mesures sont fort nombreux; les uns sont fondés sur la propriété que possède une oreille exercée de pouvoir distinguer une faible différence de hauteur entre deux sons, les autres sont indépendants de toute appréciation personnelle de la part de l'observateur.

*Procédés basés sur l'emploi de l'oreille. Sirène.* — On produit, par un procédé quelconque, un son dont on puisse à volonté faire varier la hauteur et compter le nombre de vibrations par seconde; puis l'on met ce son à l'unisson avec celui dont on veut déterminer la hauteur.



Pour produire un son dont on puisse à volonté faire varier la hauteur et compter le nombre de vibrations, on a généralement recours à des instruments qui portent le nom de *sirène* (1).

La sirène la plus simple, celle de Seebeck, se compose d'un disque en fer-blanc percé, sur une même circonférence, d'un certain nombre de trous équidistants et monté sur un axe passant par son

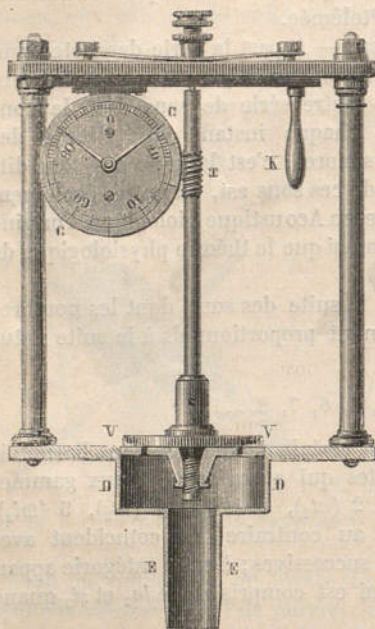


Fig. 213. — Sirène de Cagniard de Latour.

centre, axe grâce auquel on peut communiquer au disque un mouvement de rotation uniforme. Au moyen d'un tube qui est mis en communication avec un réservoir d'air comprimé ou une soufflerie, on amène, en face des trous du disque, un courant d'air dont l'écoulement sera alternativement libre ou gêné, suivant que, pendant la rotation du disque, un trou ou un espace plein se trouvera en face du tube d'écoulement de l'air. De là des vibrations de l'air et par suite production d'un son dont la hauteur augmente à mesure que s'accroît la vitesse de rotation du disque ; il suffit de compter, à un moment donné, le nombre de tours que le disque effectue par seconde, pour avoir, en multipliant ce nombre par celui des trous du disque, le nombre de vibrations par seconde du son rendu au moment considéré.

La sirène de Cagniard de Latour est d'un emploi plus commode et fournit des résultats plus exacts. Elle se compose d'une caisse à air DD (fig. 213) munie d'un tube rigide EE qui permet de mon-

(1) Ce nom est dû à ce que ces instruments peuvent chanter dans l'eau.



ter la sirène sur une soufflerie. Le couvercle supérieur de la caisse est fixe et présente un certain nombre d'ouvertures équidistantes percées obliquement dans l'épaisseur ; immédiatement au-dessus de ce couvercle est un disque *VV*, réuni à un axe vertical mobile et muni en *x* d'un pas de vis sans fin qui s'engrène à volonté avec des roues dentées ; celles-ci, invisibles sur la figure, commandent le mouvement de deux aiguilles qui se meuvent sur le cercle gradué *CC* et comptent le nombre de tours effectués par l'axe du disque *VV*. Ce disque est lui-même percé obliquement d'ouvertures équidistantes

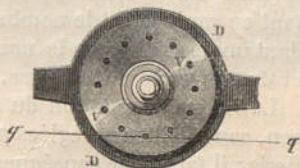


Fig. 214. — Le disque mobile de la sirène vu d'en haut.

dont le nombre est égal à celui du couvercle de la caisse à air. Les directions de ces deux séries d'ouvertures sont d'ailleurs telles qu'au moment de leur superposition elles forment des conduits coudés à angle droit, comme on le voit sur la figure 215, qui représente une coupe de l'instrument effectuée suivant la direction *qq* de la figure 214. Grâce à cette disposition, l'air de la caisse *DD* vient buter, à chaque superposition des deux séries d'ouvertures, contre la partie coudée des conduits, et détermine lui-même les mouvements du disque supérieur.

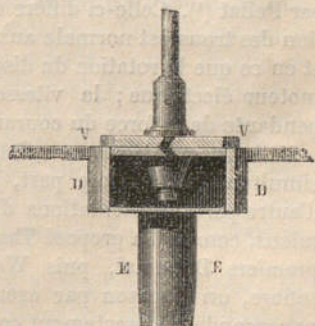


Fig. 215. — Coupe verticale du disque et de la caisse à air de la sirène suivant la droite *qq* de la figure 214.

Il résulte de cette description que, comme dans la sirène de Seebeck, le son rendu est engendré par les vibrations de l'air, dont la sortie est alternativement libre et arrêtée pendant la rotation du disque *VV*.

Supposons que ce disque présente une seule ouverture et que le couvercle de la caisse soit percé de *n* trous ; chaque fois que l'ouverture du disque passera devant l'une des ouvertures de la caisse, le courant d'air de la soufflerie sera alternativement établi et interrompu, et il se produira une pulsation ou une vibration complète ; à chaque tour du disque *n* vibrations semblables prendront



donc naissance. Il en sera encore de même si, comme nous l'avons supposé, le disque et le couvercle présentent le même nombre  $n$  d'ouvertures également espacées, mais les pulsations se produisant alors simultanément par  $n$  orifices, le son rendu sera plus intense. La hauteur de ce son s'obtiendra donc à chaque instant en multipliant le nombre de tours que le disque effectue pendant une seconde par le nombre commun d'ouvertures du disque et du couvercle de la caisse.

La vitesse de rotation du disque  $VV$ , et par suite la hauteur du son, sont d'ailleurs réglées par la pression de l'air venu de la soufflerie; il faut, par conséquent, maintenir cette pression constante lorsqu'on veut maintenir constante la hauteur du son, et c'est là une condition qu'il est difficile de réaliser pendant le temps nécessaire à une détermination. De plus, il faut que la pression de l'air soit faible, si l'on veut obtenir avec la sirène un son grave, et forte, si l'on veut faire rendre un son aigu; il n'est donc pas possible de faire émettre par l'instrument des sons graves intenses ou des sons aigus faibles.

Ces divers inconvénients n'existent pas dans la sirène imaginée par Pellat (1). Celle-ci diffère de la précédente en ce que la direction des trous est normale aux deux plateaux (couvercle et disque) et en ce que la rotation du disque y est obtenue et réglée par un moteur électrique; la vitesse de cette rotation est ainsi indépendante de la force du courant d'air qui fait parler la sirène.

*Méthode graphique.* — Cette méthode consiste à enregistrer simultanément, d'une part, les vibrations du corps sonore, et d'autre part, les oscillations d'un pendule battant la seconde, ou mieux, comme l'a proposé Thomas Young et comme l'ont fait les premiers Duhamel, puis Wertheim, les vibrations d'un corps sonore, un diapason par exemple, dont le nombre de vibrations par seconde est exactement connu.

Pour cela le corps sonore et le diapason *chronographe*, munis chacun d'un style très fin, sont placés à côté l'un de l'autre devant un cylindre enregistreur qui est recouvert d'une feuille de papier enfumé et dont l'axe de rotation est constitué par une vis sans fin; le corps sonore et le diapason doivent d'ailleurs être disposés de telle sorte que leurs vibrations s'effectuent parallèlement à l'axe même du cylindre et que les extrémités des deux

(1) Société française de Physique, séance du 4 janvier 1895.



styles soient sur une même génératrice. Si l'on fait alors tourner le cylindre pendant que le corps et le diapason vibrent, on recueille deux tracés analogues à ceux de la figure 216 et il suffit

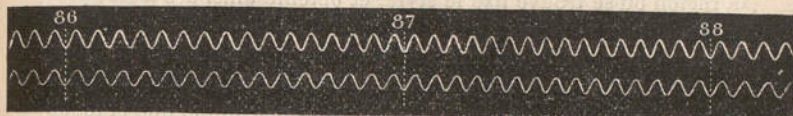


Fig. 216. — Mesure de la hauteur d'un son par la méthode graphique.

de compter le nombre de sinuosités des deux courbes comprises entre deux génératrices du cylindre, 86 et 87 par exemple, pour connaître le rapport (13 à 16 dans le cas de la figure) des nombres de vibrations que le diapason et le corps sonore exécutent dans le même temps.

Il est facile de déduire de ce rapport le nombre de vibrations par seconde du corps considéré, si l'on connaît le nombre correspondant pour le diapason.

Remarquons, d'ailleurs, que, grâce à la disposition adoptée, il est inutile que le mouvement de rotation du cylindre soit uniforme.

Cette méthode, très exacte et indépendante de toute intervention de l'oreille, a, en outre, l'avantage de renseigner non seulement sur le nombre de vibrations par seconde, mais encore sur l'amplitude et la forme de ces vibrations; elle n'est pas directement applicable, il est vrai, au cas où le corps sonore est liquide ou gazeux, mais on peut alors, comme nous allons l'indiquer ci-dessous, transmettre les vibrations de la masse sonore à un corps solide capable de les recueillir et dont on enregistre les vibrations sur le cylindre tournant.

On peut enregistrer les vibrations de l'air à l'aide du *phonauto-graphe* de Scott (fig. 217), qui est constitué par une membrane C disposée au fond d'un vase métallique; la membrane, fixée sur un double cadre ED qui permet de régler à volonté son degré de tension, est munie d'un style inscripteur en face duquel on dispose le cylindre enfumé AB; une vis F permet, en outre, d'amener exactement la pointe du style au contact de la surface du cylindre. Le vase métallique a d'ailleurs la forme d'un paraboløide de révolution, formé grâce à laquelle les ondes sonores qui se propagent suivant les directions LI, L'I', L''I'', L'''I''' sont renvoyées sur la membrane C.



Une disposition imaginée par Kœnig permet d'immobiliser tel point de la membrane que l'on désire. En choisissant convenablement ce point, on peut augmenter l'amplitude des vibrations de la région où se trouve fixé le style, et obtenir ainsi des tracés plus faciles à interpréter.

Nous verrons, en étudiant les vibrations des membranes, qu'un tel corps, lorsqu'il est dans un état de tension invariable, ne peut entrer en vibration sous l'action d'un son quelconque que si le son est suffisamment intense; si l'intensité est trop faible, on ne peut

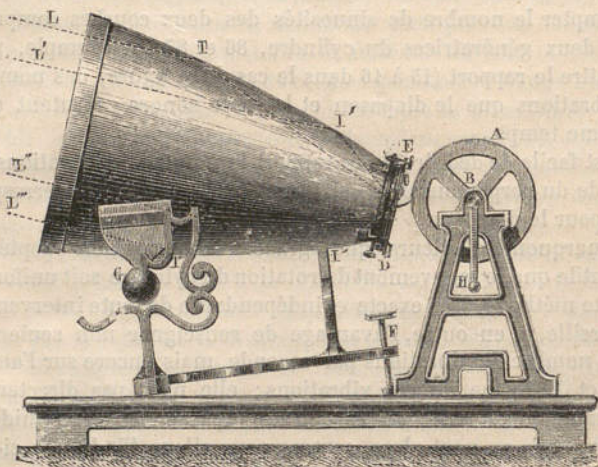


Fig. 217. — Phonautographe de Scott.

obtenir de vibration de la membrane qu'en réglant sa tension d'après la hauteur du son par lequel on veut l'ébranler. On conçoit par suite que, si la masse d'air dont on veut enregistrer les vibrations est animée simultanément de mouvements vibratoires correspondants à des sons de hauteur différente, la membrane ne recueille que quelques-uns de ces mouvements et que le tracé obtenu ne représente pas exactement l'état vibratoire de l'air.

*Méthode optique.* — Cette méthode, qui permet de déterminer la hauteur d'un son avec une exactitude presque illimitée, est basée sur la composition de deux mouvements rectangulaires.

On peut calculer, en effet, et par suite construire graphique-



ment la trajectoire d'une molécule simultanément ébranlée par deux mouvements vibratoires qui s'effectuent dans des plans rectangulaires.

La figure 218 représente quelques-unes des formes différentes de cette trajectoire correspondant à des valeurs différentes du rapport des nombres  $n$  et  $n'$  de vibrations par seconde des deux mouvements composants; ces formes varient d'ailleurs avec la différence de phase de ces mouvements et les déformations successives de la trajectoire, pour une même valeur de  $\frac{n}{n'}$ , sont disposées horizontalement sur la figure, les diverses lignes horizontales correspondant aux valeurs  $1, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \dots$  du rapport  $\frac{n}{n'}$ .

Il résulte de là que la forme de la trajectoire ne sera invariable, pour deux sons déterminés, que si le rapport  $\frac{n}{n'}$  des nombres de vibrations de ces sons est rigoureusement égal à  $1, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \dots$ ; dans le cas contraire, en effet, la différence de phase des deux sons sera variable avec le temps et la trajectoire se déformera successivement. La déformation est d'ailleurs d'autant plus rapide que le rapport  $\frac{n}{n'}$  diffère davantage de  $\frac{1}{1}$ , ou de  $\frac{1}{2}$ , etc.

On comprend que, si l'on peut rendre visible la trajectoire d'une molécule ainsi ébranlée par deux mouvements vibratoires rectangulaires, cette trajectoire renseignera par sa forme sur la valeur du rapport  $\frac{n}{n'}$  du nombre des vibrations des deux mouvements composants et permettra d'assigner, si elle ne subit pas de déformation, la valeur exacte de ce rapport. Dans le cas où l'un des mouvements composants est dû à une source étalon, l'un des termes du rapport est connu et il est dès lors facile de calculer le nombre de vibrations  $n'$  correspondant au second mouvement.

Lissajoux a imaginé une méthode fort élégante pour rendre visible la trajectoire du mouvement résultant.

On fixe sur le solide, dont on veut déterminer le nombre de vibrations par seconde, un petit miroir plan sur lequel on fait tomber un rayon lumineux de direction invariable; ce rayon, réfléchi par ce miroir, se déplace, lorsque le corps vibre, dans le plan même des vibrations du corps, si bien qu'il trace sur un écran



une droite contenue dans ce plan. On reçoit le rayon réfléchi sur un second miroir fixé sur un diapason étalon disposé de

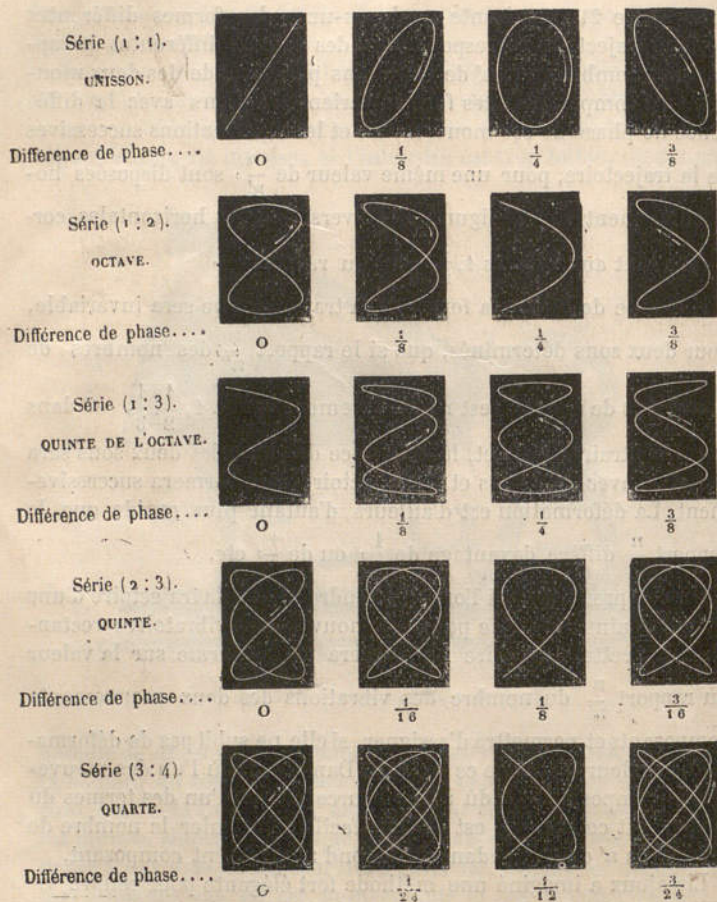


Fig. 218. — Courbes

telle sorte que ses vibrations s'effectuent dans un plan perpendiculaire au précédent. Lorsque le corps et le diapason vibrent simultanément, le rayon réfléchi éprouve ainsi des changements



de direction qui sont la conséquence des déplacements rectangulaires des deux miroirs et la courbe tracée par le rayon



$\frac{1}{2}$



$\frac{5}{8}$



$\frac{3}{4}$



$\frac{7}{8}$



1



$\frac{1}{2}$



$\frac{5}{8}$



$\frac{3}{4}$



$\frac{7}{8}$



1



$\frac{1}{2}$



$\frac{5}{8}$



$\frac{3}{4}$



$\frac{7}{8}$



1



$\frac{1}{4}$



$\frac{5}{16}$



$\frac{3}{8}$



$\frac{7}{16}$



$\frac{1}{2}$



$\frac{1}{6}$



$\frac{5}{24}$



$\frac{1}{4}$



$\frac{7}{24}$



$\frac{1}{3}$

de Lissajoux.

lumineux sur un écran, courbe dont toutes les parties sont simultanément visibles à cause de la persistance des impressions lumineuses, représente la trajectoire d'une molécule ébranlée si-



multanément dans deux directions rectangulaires par les deux mouvements vibratoires du corps sonore et du diapason étalon. De la forme de cette trajectoire on déduit, comme nous l'avons dit ci-dessus, la valeur du rapport des nombres de vibrations de ces deux mouvements.

On effectue plus facilement dans la pratique cette détermination à l'aide du *comparateur optique* de Lissajoux. Cet instrument (fig. 219) est constitué par un microscope dont l'oculaire est fixe et dont l'objectif est porté par l'une des branches du diapason étalon. Il suffit de regarder, avec cet instrument, un point d'un corps dont les vibrations s'effectuent dans un plan perpendiculaire à celles du diapason étalon, pour voir décrire à ce point la courbe qui caractérise la valeur du rapport des nombres de vibrations des deux corps.

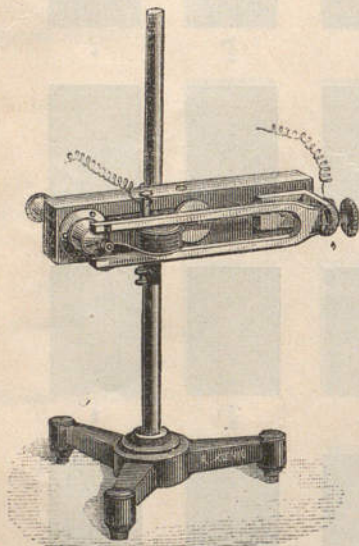


Fig. 219. — Comparateur optique de Lissajoux.

additionnelles jusqu'à ce que la courbe observée dans le microscope soit invariable.

*Méthode stroboscopique.* — Cette méthode, dont nous avons exposé le principe (§ 328), permet également de déterminer la hauteur d'un son avec une grande exactitude.



## CHAPITRE V

## DES SOURCES SONORES

## A. — TUYAUX.

335. **Tuyaux à embouchure de flûte.** — Les *tuyaux sonores* peuvent être à *embouchure de flûte*, ou à *anche*; nous considérerons d'abord les premiers.

Les tuyaux à embouchure de flûte sont généralement constitués par un tube cylindrique ou parallélépipédique muni d'un pied P (fig. 220), par lequel arrive un courant d'air et qui permet de monter le tuyau sur une soufflerie. L'embouchure est constituée par diverses parties : une *chambre à air*, située au-dessus du pied P, est munie à sa partie supérieure d'une fente horizontale ou *lumière l*, au-dessus de laquelle la paroi du tuyau vient se terminer en un biseau *b*, à une distance convenable, par un bord libre appelé *lèvre*. L'espace compris entre la lumière et la lèvre, porte le nom de *bouche*.

L'air, amené par le pied P, s'échappe par la lumière *l* et vient se briser contre la lèvre *b*. De ce seul fait résultent des vibrations aériennes très complexes qui constituent un ensemble de sons, peu harmonieux, dont la hauteur générale dépend de la distance de la lumière à la lèvre du tuyau. La relation de cause à effet entre cette hauteur générale et cette distance peut être démontrée par

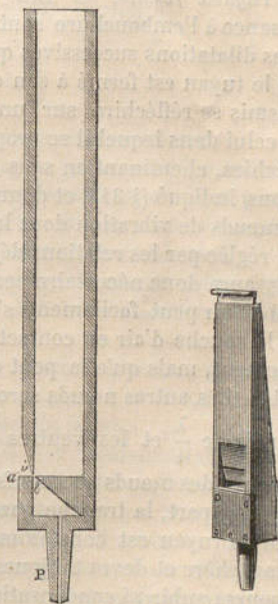


Fig. 220. — Tuyau à embouchure de flûte.

Fig. 221. — Tuyau dont la bouche peut acquérir des dimensions variables.



l'emploi d'un tuyau réduit à son pied (fig. 221), à son embouchure et à une portion de paroi mobile dans le sens vertical. En faisant varier la distance de la lèvres à la lumière, on perçoit nettement une variation de hauteur dans la masse sonore discordante ainsi obtenue.

L'adjonction d'un tuyau à forme de cylindre ou de parallélépipède a pour but de renforcer l'un des sons produits par le choc de l'air contre la lèvres, à l'exclusion de tous les autres sons qui passent dès lors à peu près inaperçus.

Les sons que les tuyaux peuvent renforcer sont ceux dont les nombres de vibrations satisfont aux conditions que nous allons indiquer.

1. *Tuyaux fermés.* — Les vibrations aériennes qui prennent naissance à l'embouchure sont constituées par des condensations et des dilatations successives qui se propagent le long du tuyau.

Si le tuyau est fermé à son extrémité, le mouvement vibratoire transmis se réfléchira sur un milieu (paroi du fond) plus dense que celui dans lequel il se propage; les ondes directes et les ondes réfléchies, cheminant en sens inverse, interféreront comme nous l'avons indiqué (§ 343) et donneront naissance à des ventres et à des nœuds de vibration dont la distance à la surface réfléchissante sera réglée par les relations déjà indiquées.

Il y aura donc nécessairement un nœud contre le fond du tuyau, ainsi qu'on peut facilement s'en rendre compte en remarquant que la couche d'air en contact avec ce fond ne peut subir de déplacement, mais qu'elle peut être alternativement comprimée et dilatée. Les autres nœuds seront distants du précédent d'un nombre pair de  $\frac{\lambda}{4}$  et les ventres seront distribués aux milieux des distances des nœuds successifs.

D'autre part, la tranche gazeuse qui se trouve à l'extrémité ouverte du tuyau est constamment en communication directe avec l'atmosphère et devra toujours rester à la pression extérieure; elle ne pourra subir ni condensation ni dilatation, ne pourra éprouver que des déplacements et devra donc forcément être le siège d'un ventre de vibration.

Donc, pour qu'un tuyau fermé puisse chanter, c'est-à-dire rendre un son de hauteur invariable, il est nécessaire que les nœuds et les ventres de la colonne aérienne en vibration satisfassent à cette condition qu'il y ait un nœud à l'extrémité fermée et un ventre à l'embouchure.



Or un nœud et un ventre quelconques étant toujours à une distance égale à un nombre impair de  $\frac{\lambda}{4}$  du mouvement vibratoire qui leur donne naissance, les seuls sons que le tuyau pourra rendre seront ceux dont la longueur d'onde  $\lambda$  satisfera à la condition précédente et par suite à l'égalité :

$$L = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad (1)$$

en représentant par  $L$  la distance de l'embouchure, où se trouve un ventre, à l'extrémité fermée, où existe un nœud.

En remplaçant  $\lambda$  par sa valeur  $\frac{V}{N}$  (§ 333) il vient :

$$N = (2n + 1) \frac{V}{4L}. \quad (2)$$

On déduit de ces formules les conséquences suivantes :

1° Les sons que peut rendre un tuyau fermé sont les harmoniques de rang impair dont les nombres de vibrations sont proportionnels à 1, 3, 5..., comme il est facile de s'en assurer en faisant successivement  $n = 0, = 1, = 2, \dots$  dans la formule (2) ;

2° Les nombres de vibrations des sons de même ordre rendus par des tuyaux fermés de longueurs différentes sont en raison inverse de ces longueurs ;

3° Le son *fondamental*, c'est-à-dire le son le plus grave que peut rendre le tuyau fermé, son qui correspond à  $n = 0$ , a une longueur d'onde égale à 4 fois la longueur du tuyau ;

4° Dans un tuyau fermé rendant le son fondamental, il n'y a qu'un nœud à l'extrémité fermée et un ventre à l'embouchure ; quand le tuyau rend son premier harmonique ( $n = 1$ ), en outre du ventre à l'embouchure et du nœud au fond, il existe un nœud au premier tiers du tuyau à partir de l'embouchure et un ventre au second tiers du tuyau à partir de cette même embouchure ; pour le second harmonique ( $n = 2$ ), il existe deux nœuds et deux ventres également espacés entre le ventre qui se trouve à l'embouchure et le nœud situé contre le fond, etc. La distance d'un ventre au nœud voisin est toujours, quel que soit le rang de l'harmonique rendu, égale au  $\frac{1}{4}$  de la longueur d'onde de cet harmonique.

II. *Tuyaux ouverts*. — Il se produit encore, dans ce cas, une ré-



flexion à l'extrémité du tuyau ; mais l'onde directe, en arrivant à cette extrémité et en débouchant dans la masse indéfinie de l'atmosphère, rencontre une résistance moindre que si les parois du tuyau étaient prolongés, si bien que la réflexion s'opère dans les mêmes conditions que si elle avait lieu sur un milieu moins dense. Un ventre doit par suite exister vers cette extrémité ouverte, comme d'ailleurs, et pour la même raison que ci-dessus, vers l'embouchure du tuyau.

On déduit de là, en raisonnant comme dans le cas des tuyaux fermés, que les seuls sons, dont l'émission puisse être réalisée avec un tuyau ouvert, sont ceux dont la longueur d'onde  $\lambda$  satisfait à la relation :

$$L = 2n \frac{\lambda}{4},$$

dans laquelle L représente toujours la distance de l'embouchure à l'extrémité ouverte du tuyau.

Si l'on remplace encore  $\lambda$  par  $\frac{V}{N}$ , la condition précédente devient :

$$N = 2n \frac{V}{4L}.$$

On déduit de ces formules les conséquences suivantes :

1° Les sons qu'un tuyau ouvert peut rendre constituent la série complète des harmoniques dont les nombres de vibrations sont proportionnels à 1, 2, 3, 4..., comme on peut s'en assurer en donnant successivement à  $n$  les valeurs 1, 2, 3, 4...

2° Les nombres de vibrations des sons de même ordre rendus par des tuyaux ouverts de longueurs différentes sont en raison inverse de ces longueurs ;

3° Le premier son de la série, c'est-à-dire le son le plus grave ou son *fondamental*, que peut rendre un tuyau ouvert, son qui correspond à  $n = 1$ , a une longueur d'onde égale au double de la longueur du tuyau ;

4° Dans un tuyau ouvert rendant le son fondamental, il y a un ventre à chacune des extrémités et par suite un nœud au milieu du tuyau (fig. 222). Lorsque le tuyau rend un harmonique, il y a toujours un ventre à chacune des extrémités ; en outre, les ventres et les nœuds intermédiaires sont distribués comme l'indiquent



la figure 223 pour le premier harmonique ( $n = 2$ ), la figure 224 pour le deuxième ( $n = 3$ ), etc. Quel que soit le son rendu, la dis-

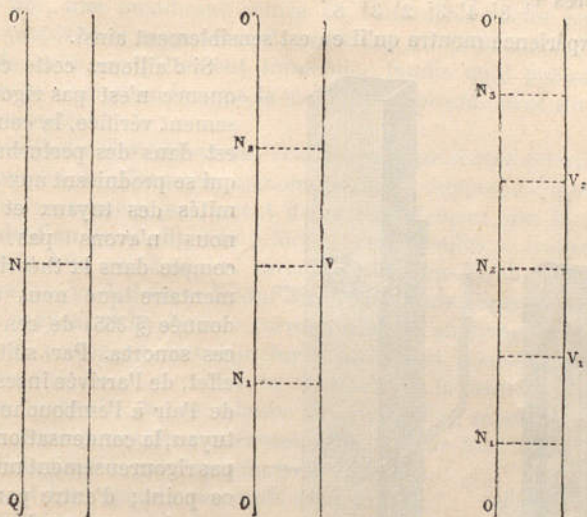


Fig. 222. — Tuyau ouvert rendant le son fondamental. Fig. 223. — Tuyau ouvert rendant le premier harmonique. Fig. 224. — Tuyau ouvert rendant le second harmonique.

lance entre un ventre et un nœud consécutifs est toujours égale au quart de la longueur d'onde de ce son.

Les lois des tuyaux sonores sont dues à Daniell Bernouilli.

356. **Vérification expérimentale des lois des tuyaux sonores et de quelques-unes de leurs conséquences.** — 1° Il n'est pas toujours facile de faire donner par un tuyau la série des sons qu'il peut rendre. On y parvient pourtant avec des tuyaux longs et étroits, en augmentant progressivement la pression de l'air lancé par la soufflerie; on obtient successivement ainsi les premiers harmoniques indiqués par les considérations théoriques précédentes.

2° Le nombre des vibrations par seconde du son fondamental, que rendent facilement tous les tuyaux bien construits, est théoriquement en raison inverse de la longueur du tuyau; par suite, pour que les sons fondamentaux d'une série de tuyaux soient les notes successives de la gamme ascendante, il faut que les



longueurs de ces tuyaux soient inversement proportionnelles aux nombres  $1, \frac{9}{8}, \frac{5}{4}, \frac{4}{3}, \frac{3}{2}, \frac{5}{3}, \frac{13}{8}$ .

L'expérience montre qu'il en est sensiblement ainsi.

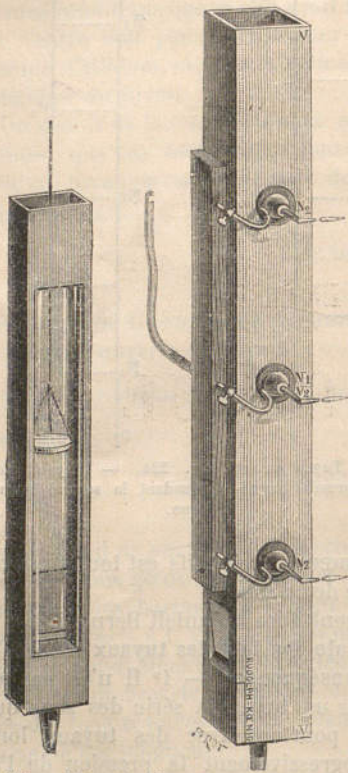


Fig. 225. — Détermination des nœuds et des ventres dans la colonne gazeuse d'un tuyau.

Fig. 226. — Tuyau muni de flammes manométriques destinées à montrer l'existence des nœuds et des ventres.

Si d'ailleurs cette conséquence n'est pas rigoureusement vérifiée, la cause en est dans des perturbations qui se produisent aux extrémités des tuyaux et dont nous n'avons pas tenu compte dans la théorie élémentaire que nous avons donnée (§ 353) de ces sources sonores. Par suite, en effet, de l'arrivée incessante de l'air à l'embouchure du tuyau, la condensation n'est pas rigoureusement nulle en ce point; d'autre part encore, le nœud ou le ventre dont nous avons déduit théoriquement l'existence à l'extrémité du tuyau, suivant que ce tuyau était fermé ou ouvert, ne coïncide pas rigoureusement avec cette extrémité. On désigne ces particularités sous le nom de *perturbations aux extrémités*.

3° C'est en raison encore de ces perturbations que la longueur du tuyau qui donne un son fondamental déterminé est toujours un

peu moindre que ne l'indique la théorie.

4° Il existe un grand nombre de procédés qui permettent de reconnaître la position des ventres et des nœuds dans les tuyaux sonores.



Cette position peut être facilement déterminée, pour un tuyau ouvert, en introduisant dans celui-ci, comme l'indique la figure 225, une membrane mince de baudruche tendue sur un cadre circulaire et saupoudrée de sable fin. Au niveau des nœuds, le sable reste complètement immobile, tandis qu'il présente le maximum d'agitation lorsque la membrane coïncide avec un ventre de vibration.

La position des nœuds et des ventres peut aussi être déterminée par l'emploi des flammes manométriques. Supposons que des capsules manométriques soient fixées latéralement sur la paroi verticale d'un tuyau (fig. 226); lorsque ces capsules se trouveront au niveau d'un nœud où les variations de pression de l'air sont maxima, ces variations se feront sentir sur la membrane élastique de ces cavités, et la flamme correspondante, analysée au miroir tournant, présentera des dentelures nettement accusées; au niveau des ventres au contraire, la constance de la pression de l'air laissera immobile la membrane élastique des capsules, et la flamme correspondante conservera une hauteur invariable. Quel que soit le procédé employé, on trouve que les ventres et les nœuds consécutifs sont exactement distants du quart de la longueur d'onde du son rendu au moment de l'expérience.

On peut encore réaliser d'autres vérifications plus ou moins indirectes des lois énoncées plus haut.

a. — D'après les formules du § 353, le son fondamental d'un tuyau fermé est à l'octave supérieure du son fondamental d'un tuyau ouvert de même longueur. Donc un tuyau ouvert doit rendre le même son qu'un tuyau fermé de longueur deux fois moindre.

Le tuyau ouvert de la figure 227 permet de vérifier cette conclusion; à cet effet, ce tuyau est muni à mi-hauteur d'un obturateur grâce auquel on peut le transformer en tuyau fermé de longueur deux fois plus petite. L'expérience montre que la hauteur du son rendu est indépendante de la position donnée à l'obturateur.

b. — Pour établir les lois des vibrations des tuyaux, on ne fait pas intervenir la nature de la paroi; des tuyaux de même dimension,

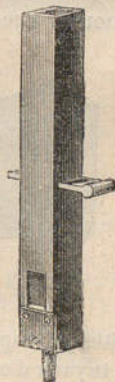


Fig. 227. — Tuyau ouvert pouvant être transformé en tuyau fermé de longueur moitié moindre.



mais constitués par des substances différentes, doivent donc rendre des sons de même hauteur, et cette conclusion est encore vérifiée par l'expérience, du moins lorsque la paroi est assez résistante pour ne pas être ébranlée par les vibrations de l'air intérieur.

337. **Mesure indirecte de la vitesse du son dans un gaz.** — La mesure de la distance  $\frac{\lambda}{2}$  de deux nœuds consécutifs dans un tuyau qui chante, fait connaître la longueur d'onde  $\lambda$  du son rendu. Or si l'on évalue, par un procédé quelconque, la hauteur  $N$  de ce son, la formule

$$\lambda = \frac{V}{N},$$

d'où l'on tire :

$$V = N\lambda,$$

permettra de calculer la vitesse du son dans le gaz qui remplit le tuyau.

358. **Tuyaux larges.** — Les hauteurs des sons rendus par les tuyaux ne concordent sensiblement avec celles que l'on déduit des lois de Bernouilli que si les dimensions transversales du tuyau sont très

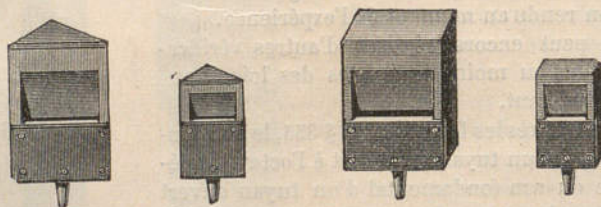


Fig. 228. — Tuyaux semblables. (R. Kœnig.)

petites par rapport à la longueur. Tel n'est pas le cas, par exemple, des tuyaux d'orgue ; aussi les facteurs d'orgue doivent-ils se servir de formules empiriques pour régler les longueurs de leurs tuyaux.

Si l'on désigne par  $L$  la longueur théorique que devrait avoir un tuyau étroit pour rendre un son déterminé, la longueur  $L'$  qu'il faut donner à un tuyau d'orgue pour qu'il rende le même son est, d'après Cavaillé Coll, donnée par la formule :

$$L' = L - \frac{10}{3},$$



si le tuyau est cylindrique et a pour rayon  $r$ , et par la formule :

$$L' = L - 2d$$

si le tuyau est rectangulaire et si sa profondeur, c'est-à-dire la distance de l'embouchure à la paroi opposée, est  $d$ .

Nous ne saurions faire ici une étude complète des diverses conditions qui influent sur les sons rendus par les tuyaux larges. Ajoutons toutefois que, d'une manière générale, lorsque des tuyaux sont géométriquement semblables et qu'ils sont semblablement embouchés, comme ceux de la figure 228, les hauteurs des sons rendus sont en raison inverse des dimensions homologues des tuyaux.

359. **Tuyaux à anche.** — Dans les tuyaux à anche, les vibrations de l'air sont déterminées par les mouvements d'une lame rigide élastique qui ferme et ouvre alternativement l'embouchure du

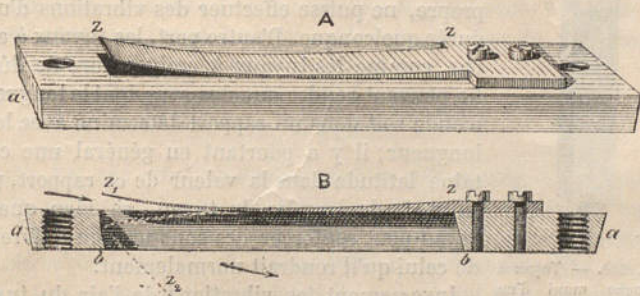


Fig. 229. — Embouchure d'un tuyau à anche (A, figure en perspective ; B, coupe).

tuyau. La figure 229 représente en coupe (B) et en perspective (A) la disposition de l'anche ; dans la position  $z_1$  (fig. 229, B) l'anche laisse passer l'air qui peut ainsi circuler, soit dans le sens indiqué par les flèches, soit en sens inverse ; lorsque, au contraire, par suite de son élasticité, l'anche est venue dans la position  $z_2$ , l'embouchure est fermée et le passage de l'air arrêté.

L'embouchure à anche est introduite dans un tuyau large, comme l'indique la figure 230, et ce tuyau est souvent surmonté d'un cornet destiné à renforcer le son.

Les anches sont *battantes* lorsque, étant plus larges que l'ouverture qu'elles doivent fermer, elles viennent, à chaque vibration, buter contre les bords de cette ouverture ; elles sont *libres*, lorsque



leurs dimensions sont un peu plus petites que celles de l'ouverture, ce qui est le cas de l'anche de la figure 229.

Les anches battantes ne sont plus employées à cause du caractère dur et criard que les chocs de l'anche contre les parois de l'ouverture donnent au son rendu.

Les anches sont dites *en dedans* ou *en dehors* suivant qu'elles livrent passage à l'air au moment où elles se déplacent du côté d'où vient le vent ou dans l'autre sens. L'anche de la figure 229 est une anche en dedans; on verra en Acoustique biologique que les cordes vocales du larynx fonctionnent comme des anches en dehors.

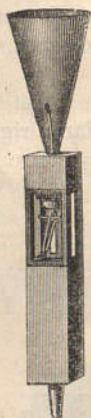


Fig. 230. — Tuyau à anche muni d'un cornet de renforcement.

La hauteur du son des tuyaux à anche est réglée, en partie par l'anche elle-même, en partie par les dimensions du tuyau. On conçoit, en effet, que l'anche, rigide et possédant une élasticité propre, ne puisse effectuer des vibrations d'une durée quelconque. D'autre part, les tuyaux à anche, comme les tuyaux à embouchure de flûte, ne peuvent rendre que des sons dont la longueur d'onde soit dans un rapport déterminé avec leur longueur; il y a pourtant en général une certaine latitude dans la valeur de ce rapport, par suite de la largeur du tuyau, si bien que le tuyau peut renforcer des sons un peu différents de celui qu'il rendrait normalement.

Inversement les vibrations de l'air du tuyau peuvent réagir dans une certaine mesure, sur l'anche pour en altérer la durée de vibration, de manière à satisfaire la condition précédente.

Si la différence entre les sons propres du tuyau et celui de l'anche est trop grande, le tuyau reste silencieux.

Le tableau suivant, déduit des expériences de Weber, montre nettement l'influence de la longueur du tuyau sur la durée de la vibration de l'anche :

Long. du tuyau.	Son rendu.	Long. du tuyau.	Son rendu.
41 mm	<i>sol</i> <sub>3</sub>	252 mm	<i>ré</i> <sub>3</sub>
56	<i>sol</i> <sub>3</sub>	290	<i>ut</i> <sub>3</sub>
92	<i>sol</i> <sub>3</sub>	331	<i>la</i> <sub>2</sub> #
128	<i>fa</i> <sub>3</sub> #	370	<i>sol</i> <sub>2</sub> #
187	<i>fa</i> <sub>3</sub>	394	<i>sol</i> <sub>2</sub>
212	<i>mi</i> <sub>3</sub>	439	<i>sol</i> <sub>3</sub>



Dans ces expériences, l'anche rendait le son  $sol_3$ , le même que celui d'un tuyau de 440<sup>mm</sup>.5, lorsqu'elle vibrerait seule. On voit que le tuyau a été sans influence sur la hauteur du son tant que sa longueur a été faible, puis qu'il a progressivement ralenti les vibrations de l'anche jusqu'au moment où, sa longueur devenant voisine de 440 millimètres, le son est brusquement remonté d'une octave, le son propre de l'anche et le son propre du tuyau ayant alors même hauteur.

Pour pouvoir rendre égales les hauteurs des sons propres du tuyau et de l'anche, on fait varier la longueur de celle-ci au moyen d'une *rasette*, sorte de crochet mobile dont on voit l'extrémité libre hors du tuyau sur la figure 230.

Ajoutons qu'un tuyau à anche est assimilable à un tuyau fermé, quant à la hauteur des sons auxquels il peut donner naissance; au niveau de l'anche, en effet, se produisent des variations maxima de pression, comme à l'extrémité d'un tuyau fermé. Les sons que peut rendre un tuyau à anche sont donc les sons de rang impair 1, 3, 5... de la série des harmoniques.

#### B. — CORDES.

**360. Loi des vibrations transversales des cordes.** — On appelle *corde*, en Acoustique, un fil parfaitement flexible et dont les forces élastiques n'éprouvent, pendant les vibrations, que des variations négligeables par rapport à leur tension permanente. On conçoit qu'il n'existe pas de corps matériels satisfaisant rigoureusement à cette condition. Toutefois la constitution de certains corps réalise assez exactement les propriétés par lesquelles nous venons de caractériser les cordes, surtout si l'on considère ces corps sous la forme de cylindres dont la longueur soit très supérieure au diamètre; aussi peut-on employer de telles substances pour vérifier par l'expérience les résultats de la théorie. Tels sont les boyaux, préférables sous ce rapport aux corps métalliques.

Lorsqu'une corde fixée à ses deux extrémités est tendue, si on l'écarte de sa position d'équilibre, puis qu'on l'abandonne à elle-même, elle effectue des vibrations transversales et rend un son.

Les lois des vibrations transversales des cordes peuvent être déduites de considérations théoriques; mais on peut aussi les établir par l'expérience.

On trouve ainsi que le nombre  $N$  de vibrations exécutées pendant



une seconde par une corde de longueur  $l$ , de diamètre  $2r$ , de densité  $d$  et tendue par un poids  $P$ , est donné par la formule :

$$N = \frac{1}{2rl} \sqrt{\frac{gP}{\pi d}},$$

dans laquelle  $g$  représente l'accélération due à la pesanteur et  $\pi$  le rapport de la circonférence au diamètre.

Il résulte de là que le nombre des vibrations effectuées par la corde pendant une seconde est :

- 1° En raison inverse du diamètre  $2r$ ;
- 2° En raison inverse de la longueur  $l$ ;
- 3° Proportionnel à la racine carrée du poids tenseur  $P$ ;
- 4° En raison inverse de la racine carrée de la densité  $d$ .

Ces lois peuvent être vérifiées au moyen du sonomètre.

Le sonomètre (fig. 231) se compose d'une caisse renforçante en bois dont la paroi supérieure est munie de deux chevalets sur lesquels passent les cordes. L'une des extrémités de chaque corde est

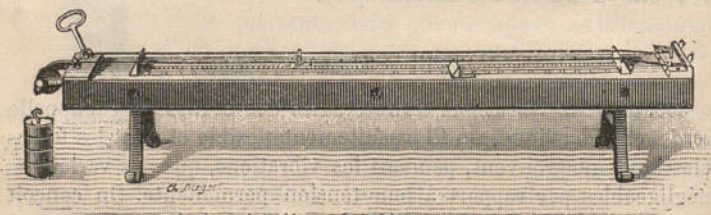


Fig. 231. — Sonomètre.

fixée (à droite de la fig. 231), l'autre extrémité est réunie à une clef, au moyen de laquelle on exerce une tension plus ou moins grande, ou est terminée par un crochet auquel on peut suspendre une série de poids destinés à réaliser tel degré de tension que l'on désire.

Deux des cordes étant préalablement accordées on laisse constante la tension de l'une, qui sert ainsi de corde témoin lorsque le son de l'autre est modifié par l'une des causes qui influent sur sa hauteur.

Si, par exemple, on rend la tension de la deuxième corde quatre fois plus grande qu'elle n'était primitivement, on constate que le son rendu est à l'octave aiguë du son primitif. De même, si l'on diminue de moitié la longueur de cette corde en immobi-



lisant son point milieu au moyen d'un chevalet, le son passe encore à l'octave aiguë; si le même chevalet occupe successivement diverses positions, de telle sorte que la longueur de la corde soit successivement égale à  $\frac{8}{9}$ ,  $\frac{4}{5}$ ,  $\frac{3}{4}$ ,  $\frac{2}{3}$ ,  $\frac{3}{5}$ ,  $\frac{8}{13}$  de la longueur primitive, on obtient la suite des sons de la gamme.

C'est en fixant avec le doigt différents points d'une corde de violon que l'exécutant peut faire varier à volonté la longueur de la partie vibrante de cette corde et obtenir des sons de hauteur différente.

361. **Nœuds et ventres des cordes vibrantes.** — La formule du paragraphe précédent est relative au son fondamental rendu par les cordes, c'est-à-dire relative au cas où la corde vibre dans toute sa longueur; la corde présente alors l'aspect d'un fuseau (fig. 232),



Fig. 232. — Corde rendant le son fondamental.

l'amplitude des vibrations de ses molécules étant maxima au milieu de la corde; on dit qu'il y a en ce point une *ventre de vibration*. L'amplitude est au contraire nulle, et il y a un *nœud*, aux deux extrémités qui sont fixées.

Mais une corde peut se partager en un nombre de plus en plus grand de parties aliquotes, c'est-à-dire égales entre elles, vibrant à l'unisson l'une de l'autre et séparées par des nœuds absolument fixes qui comprennent des ventres entre eux. L'intervalle compris entre deux nœuds successifs, ou la longueur de chaque segment vibrant, est égal à la moitié, au tiers, au quart, ... de la longueur de la corde, suivant que les segments sont au nombre de 2, 3, 4, ..., et les nombres de vibrations des sons rendus, toujours en raison inverse de la longueur des parties vibrantes, sont proportionnels à 2, 3, 4, ... si le nombre des vibrations du son fondamental est représenté proportionnellement par 1. La corde peut par suite émettre la série complète des harmoniques de ce son fondamental.

Pour provoquer, par exemple, la subdivision de la corde en deux parties égales, avec nœud au milieu de la longueur, il suffit de toucher ce point milieu avec une barbe de plume pendant que la corde est légèrement attaquée avec un archet dans une autre région. La subdivision en trois parties égales (fig. 233) s'obtiendra de même en touchant la corde avec une plume au tiers de sa lon-



gueur, pendant qu'on la met en vibration en l'attaquant en son milieu. L'observation montre que les sons rendus correspondent alors à des nombres de vibrations doubles, triples... de celui du son fondamental.



Fig. 233. — Corde rendant le deuxième harmonique.

L'existence de nœuds de vibrations, séparés par des ventres, peut être mise en évidence au moyen de cavaliers, légers rubans de papier que l'on place à cheval sur la corde avant de la faire entrer en vibration. Les cavaliers restent immobiles lorsqu'ils coïncident avec un nœud, où l'amplitude des vibrations est nulle ; ils sont au contraire projetés sur le sol s'ils occupent la position d'un ventre, où cette amplitude est maxima.

362. **Vibrations longitudinales.** — En outre des vibrations transversales, une corde peut effectuer des vibrations longitudinales ; les déplacements des molécules vibrantes s'effectuent alors suivant la direction même de la corde.

Ce mode de vibration est obtenu en frottant la corde, dans le sens de sa longueur, avec un morceau de drap saupoudré de colophane. C'est l'élasticité propre de la corde qui est alors la cause des vibrations, si bien que la théorie des vibrations longitudinales des cordes est toute différente de celle des vibrations transversales. Les sons engendrés par les vibrations longitudinales sont, toutes choses égales d'ailleurs, beaucoup plus aigus que ceux dus aux vibrations transversales. L'importance de ces sons est toute théorique et nous ne nous y arrêterons pas.

#### C. — VERGES.

363. **Lois des vibrations transversales des verges. Diapasons.** — Les verges se distinguent des cordes en ce qu'elles sont supposées absolument rigides, tandis que l'on attribue aux cordes une flexibilité parfaite.

Les verges peuvent être le siège de vibrations transversales, longitudinales ou tournantes, celles-ci correspondant au cas où la verge a subi une torsion autour de son axe, puis a été abandonnée à elle-même. Les vibrations transversales sont les seules intéressantes



à considérer pour le médecin<sup>(1)</sup>; elles résultent de ce que la verge a subi, dans une région, un déplacement perpendiculaire à sa longueur, puis a été abandonnée à l'action de son élasticité propre.

Les verges qui vibrent transversalement rendent des sons différents suivant qu'une seule de leurs extrémités est maintenue immobile, que leurs deux extrémités sont fixes, ou que leur région médiane a été seule immobilisée, les extrémités étant alors libres. Nous ne considérerons que ce dernier cas, qui est celui du diapason.

Un diapason, en effet, n'est autre chose qu'une verge, recourbée en son milieu (fig. 234), qui peut être considérée comme constituant un ensemble de deux verges parallèles et égales, ayant chacune une extrémité libre et une extrémité fixe vers la région recourbée. Pour

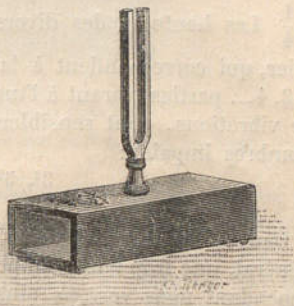


Fig. 234. — Diapason monté sur caisse de résonance.

mettre une telle verge en vibration, il suffit de l'attaquer avec un archet de manière à ébranler chacune des branches dans le plan qui les contient toutes deux.

Dans ces conditions, le nombre des vibrations du son rendu est donné par la formule :

$$N = K \frac{a}{L^2},$$

dans laquelle  $K$  est une constante,  $L$  la longueur commune à chaque branche vibrante et  $a$  l'épaisseur mesurée dans le plan des vibrations. On voit que ce nombre de vibrations est indépendant de la dimension de la verge dans le plan perpendiculaire au plan déterminé par les axes des branches.

Au moyen de diapasons de longueurs et d'épaisseurs différentes, on peut vérifier l'exactitude des lois contenues dans la formule précédente.

(1) Nous devons indiquer pourtant que les lois des vibrations longitudinales des verges ont permis de déterminer le rapport qui existe entre les longueurs d'onde d'un son se propageant dans la substance qui constitue la verge et dans un gaz, l'air par exemple, et de mesurer par suite indirectement la vitesse du son dans divers solides.



Le nombre de vibrations donné par cette formule correspond au son fondamental du diapason, c'est-à-dire au cas où chacune des branches vibre dans son entier. Mais ces branches peuvent, comme les cordes, se subdiviser en un nombre plus ou moins grand de parties vibrant à l'unisson et séparées par des points absolument immobiles ou *nœuds*. Les nombres de vibrations du son fondamental et du premier son supérieur sont dans le rapport de 1 à  $6\frac{1}{4}$ . Les hauteurs des divers sons supérieurs, y compris le premier, qui correspondent à la subdivision de chaque branche en 2, 3, 4... parties vibrant à l'unisson, ou les nombres correspondant de vibrations, sont sensiblement proportionnels aux carrés des nombres impairs :

$$3^2, 5^2, 7^2, 9^2, \dots$$

Dans le cas de subdivision des branches, les vibrations ont, en général, une trop faible amplitude pour être nettement visibles; cependant nous verrons plus loin (§ 369) que la méthode graphique permet quelquefois de constater indirectement l'existence de ces subdivisions.

La hauteur du son rendu par un diapason varie en sens inverse de la température. On peut s'assurer de ces variations en prenant deux diapasons exactement à l'unisson; il suffit de chauffer l'un d'eux pour entendre des battements lorsqu'on les fait vibrer ensemble.

Un diapason tenu à la main rend un son très faible que l'on peut renforcer considérablement en montant le diapason sur une caisse de résonance (§ 370). Mais on perd alors en durée ce que l'on gagne en intensité; pour un même ébranlement, en effet, le diapason monté sur caisse vibre beaucoup moins longtemps que lorsqu'il est tenu à la main.

**364. Emploi des diapasons pour la mesure du temps.** — Nous avons déjà dit qu'un diapason en vibration pouvait être employé pour la mesure du temps, grâce à l'isochronisme et à l'amplitude de ses vibrations; nous verrons encore dans la suite d'autres exemples de l'emploi de cet instrument comme chronographe.

En Physiologie, où l'usage du diapason chronographe est fréquent, on se sert de préférence de diapasons qui ne correspondent à aucune note de la gamme et qui effectuent 100, 200, ... vibrations par seconde. La durée de chaque vibration est alors de



$\frac{1}{100}$ ,  $\frac{1}{200}$ ,... de seconde. Dans ce dernier cas et dans d'autres encore, il est souvent utile de maintenir le diapason en vibration pendant un temps indéfini. Pour cela, on arme le diapason d'un

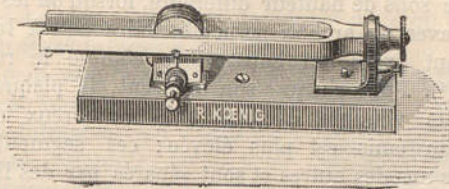


Fig. 235. — Diapason chronographe muni d'un électro-aimant. (R. Kenig.)

électro-aimant situé entre ses branches (fig. 235) et traversé par un courant périodiquement interrompu au moyen des vibrations d'un autre diapason qui est à l'unisson du premier. On peut toutefois supprimer le second diapason et disposer le premier de telle sorte que ses propres vibrations produisent elles-mêmes l'interruption nécessaire; cette dernière disposition ne doit pas être employée dans le cas où l'on peut être gêné par le bruit qui résulte, à chaque vibration, du choc des branches du diapason contre la pièce métallique à laquelle aboutit l'un des pôles du courant.



Fig. 236. — Chronographe de Marey.

Le *chronographe* de Marey, représenté sur la figure 236, est d'un emploi fréquent en Physiologie; il est constitué par un style inscripteur fixé à une masse de fer doux, ou verge simple, qui peut effectuer des vibrations synchrones avec celles d'un diapason. Les vibrations du fer doux sont entretenues indéfiniment grâce à un électro-aimant voisin à travers lequel circule un courant que les vibrations du diapason interrompent périodiquement.



## D. — PLAQUES.

365. **Vibrations transversales des plaques.** — Comme les tuyaux, les cordes et les verges, les *plaques* peuvent émettre toute une série de sons de hauteur différente, lorsqu'on les attaque par leur bord, avec un archet, perpendiculairement à leur plan, les plaques étant fixées en leur milieu comme le représente la figure 237<sup>(1)</sup>. Pour chaque son différent, la plaque se partage en segments vibrants d'autant plus nombreux que la hauteur du son émis est plus élevée; ces segments vibrent à l'unisson les uns des autres et sont séparés par des lignes immobiles, ou *lignes nodales*, dont le nombre et la forme varient non

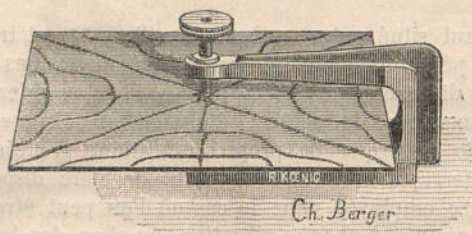


Fig. 237. — Plaque vibrante.

seulement d'un son à l'autre, mais encore, pour un même son, suivant le mode d'attaque. On met ces lignes nodales en évidence en saupoudrant préalablement la plaque de sable fin, lequel se réunit sur ces lignes et les accuse nettement dès que la plaque entre en vibration (fig. 237).

Les hauteurs des sons rendus, et par suite les systèmes de nodales, varient avec la forme circulaire, carrée, rectangulaire, etc., des plaques.

Les sons propres, très variés, qu'une même plaque est capable de rendre ne sont pas, comme pour les tuyaux et les cordes, des harmoniques du son fondamental et peuvent être très voisins les uns des autres.

Nous ne nous arrêterons pas à l'étude de ces phénomènes, dont la théorie est encore imparfaitement établie, et qui sont sans utilité pratique pour le médecin.

(<sup>1</sup>) Les figures 237 et 238 nous ont été communiquées par M. R. Kœnig.



## E. — MEMBRANES.

366. **Vibrations transversales des membranes.** — Les membranes diffèrent des plaques par leur flexibilité. On doit, pour les faire vibrer, les fixer par leurs bords sur des cadres de façon à leur donner un certain degré de tension (fig. 238).

Leur forme peut être circulaire, carrée, etc. C'est surtout par influence (§ 370), en produisant à côté d'elles des sons de hauteur différente, qu'on peut faire entrer les membranes en vibration.

Les membranes se divisent, comme les plaques, en segments vibrant à l'unisson et séparés par des lignes nodales qu'il est facile de mettre en évidence en saupoudrant la membrane de sable fin. Les membranes sont susceptibles d'adopter des modes de subdivision très variés.

Les sons supérieurs d'une membrane ne sont pas des harmoniques du son fondamental. L'intervalle de ces sons diminue à mesure que leur hauteur s'élève, si bien que, pratiquement, l'on peut admettre avec Savart qu'à partir de la troisième octave du son fondamental une membrane est capable d'exécuter un nombre quelconque de vibrations par seconde.

Les hauteurs du son fondamental et des sons supérieurs dépendent en outre du degré de tension de la membrane.

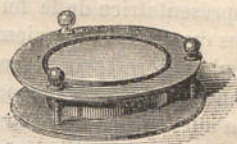


Fig. 238. — Membrane.

## CHAPITRE VI

## DU TIMBRE DES SONS

367. **Forme des vibrations sonores. Sons simples ou pendulaires. Sons complexes et sons composés.** — Nous avons établi (Chapitre IV) que l'intensité d'un son est réglée par l'amplitude des vibrations qui le produisent, tandis que la hauteur est liée à la grandeur de la période c'est-à-dire au nombre de vibrations par seconde du son considéré. La troisième qualité des sons, le timbre, doit donc dépendre de la forme même de la vibration. Nous allons voir, dans le présent Chapitre, que cette conclusion, à laquelle on



est conduit en procédant par élimination, est vérifiée par les travaux de Helmholtz.

Il est d'ailleurs facile d'indiquer dès maintenant les causes qui influent sur la forme d'une vibration sonore et de préciser, en quelle sorte *à priori*, les origines du timbre des sons.

La forme d'une vibration est, en effet, en rapport avec la courbe représentatrice de la loi du mouvement vibratoire, et la recherche des causes qui interviennent pour régler la forme de la vibration revient à celle des causes qui influencent la forme de la courbe par laquelle la loi du mouvement vibratoire peut être représentée. En outre, tout mouvement vibratoire qui n'est pas simple ou pendulaire, c'est-à-dire dont la courbe n'est pas une sinusoïde, peut être, théoriquement du moins, décomposé (§ 20) en un certain nombre de mouvements pendulaires. Or la forme de la courbe résultant d'un nombre déterminé de mouvements pendulaires dépend du nombre, de la hauteur, de l'intensité et de la phase relative des sons simples constituants. Nous verrons, d'autre part, que les sons émis par les diverses sources ne sont pas simples; il y aura lieu, dès lors, de chercher si ces sons ne sont pas constitués par un certain nombre de sons simples superposés, c'est-à-dire émis simultanément, auquel cas la cause du timbre devra être recherchée dans le nombre, la hauteur, l'intensité, etc., de ces sons simples constituants.

L'émission simultanée de plusieurs sons simples par une source sonore, une corde par exemple, est d'ailleurs facile à concevoir. Rien ne s'oppose, en effet, à ce qu'une corde exécute des vibrations d'ensemble dans toute sa longueur, en même temps qu'elle se subdivise en parties égales dont chacune effectue des vibrations d'une durée réglée par la longueur de la partie vibrante. Les nœuds, dans ce cas, n'ont qu'une immobilité relative puisqu'ils participent aux vibrations d'ensemble de la corde. De tels sons, constitués par l'émission simultanée de plusieurs sons simples par une même source, sont appelés *complexes*, tandis qu'on appelle sons *composés* ceux qui résultent de l'émission simultanée de plusieurs sons simples par autant de sources différentes.

On peut employer plusieurs méthodes pour mettre en évidence la complexité des sons émis par les diverses sources et pour faire l'analyse des sons complexes, c'est-à-dire pour montrer que la complexité est bien due à l'existence simultanée, dans la masse sonore émise, d'un nombre plus ou moins considérable de sons simples.



Dans les paragraphes suivants, nous passerons en revue les diverses méthodes que l'on peut employer, soit pour montrer que les vibrations des diverses sources sonores ne sont pas pendulaires, soit pour faire l'analyse des sons émis, c'est-à-dire pour s'assurer de l'existence simultanée, dans la masse sonore, d'un nombre plus ou moins considérable de sons simples. Les résultats généraux auxquels nous allons arriver sont d'ailleurs applicables au larynx humain considéré comme source sonore.

368. *Analyse des sons complexes par les flammes manométriques.* — Lorsque des vibrations aériennes arrivent dans la partie,

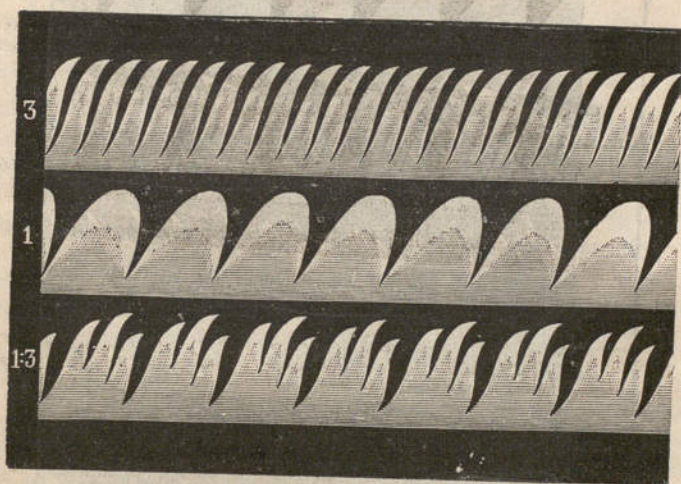


Fig. 239. — Analyse des sons au moyen des flammes manométriques.

que nous avons appelée postérieure, d'une capsule manométrique, elles se communiquent à la membrane élastique de cette cavité. En conséquence, si les vibrations aériennes sont simples ou pendulaires, celles de la membrane seront également simples et détermineront des dentelures égales du ruban lumineux qui est l'image étalée de la flamme du gaz dans le miroir tournant. Si, au contraire, les vibrations aériennes ont une forme complexe, les mouvements de la membrane élastique reproduisant les détails de ces vibrations, le ruban lumineux observé présentera des dentelures inégales, dont l'ordre de succession et la grandeur rela-



tive seront la traduction des divers caractères de la vibration aérienne complexe.

C'est ce que montre très nettement la figure 239. La ligne marquée 1 reproduit les dentelures que l'on aperçoit lorsqu'un tuyau à flammes manométriques rend le son fondamental; la ligne marquée 3 correspond à l'émission par le même tuyau, au moyen d'une pression plus forte du courant d'air, d'un son dont

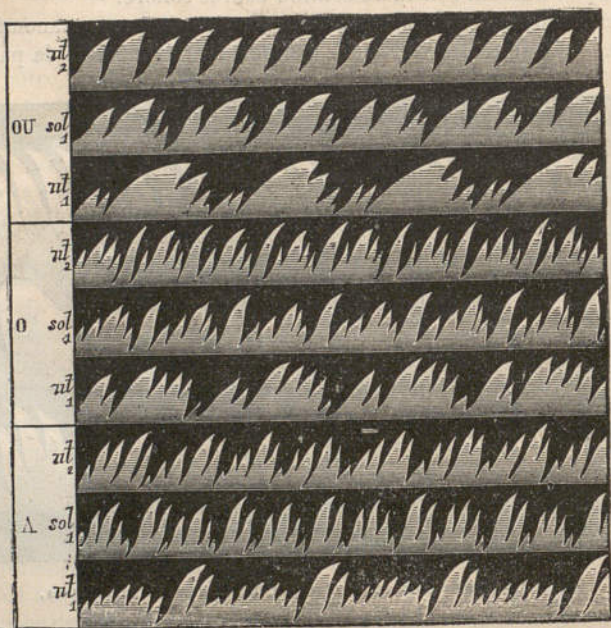


Fig. 240. — Flammes manométriques obtenues par l'émission des voyelles OU, O, A.

le nombre de vibrations est trois fois plus grand que celui du son précédent. Enfin la ligne marquée 1 : 3 représente les dentelures que l'on aperçoit lorsque, au moyen d'une pression convenable du courant d'air, on fait rendre au tuyau un son complexe.

La comparaison des trois parties de la figure montre assez nettement que le son complexe 1 : 3 doit résulter de l'émission simultanée des sons 1 et 3 dont l'un effectue trois vibrations pendant que l'autre en effectue seulement une.



Mais la complexité des vibrations peut être beaucoup plus grande que celle que nous venons d'analyser. C'est ce que montre la figure 240, qui représente l'aspect des flammes manométriques obtenues par l'émission des voyelles OU, O, A sur des sons de diverses hauteurs indiquées à la gauche de chacune des lignes de la figure. Pour obtenir ces flammes, on prononce la voyelle devant la partie élargie d'un cornet conique réuni à une capsule manométrique (fig. 241) dont la flamme est analysée dans un miroir tournant.

La figure 240 montre clairement que la forme de la vibration varie non seulement d'une voyelle à l'autre, mais aussi, pour une même voyelle, avec la hauteur du son sur lequel elle est émise.

Toutefois il n'est pas possible, d'après l'aspect seul de la figure 240, de déterminer sûrement le nombre, la hauteur et l'intensité des sons simples qui peuvent exister dans le son complexe correspondant à la voyelle chantée. Aussi la méthode des flammes manométriques de Kœnig ne constitue-t-elle pas une sûre méthode d'analyse, mais un excellent et ingénieux moyen de rendre visible la complexité des vibrations à étudier.

Ajoutons d'ailleurs que quelques-uns des sons simples qui constituent un son complexe peuvent avoir une intensité propre trop faible pour exercer une action appréciable sur la membrane élastique de la capsule manométrique.

**369. Analyse des sons par la méthode graphique.** — Il est souvent possible, par exemple lorsque le corps sonore est un diapason ou une corde, d'obtenir l'inscription directe des vibrations ; le tracé indique alors si la vibration et par suite le son correspondant, sont simples ou complexes. Il suffit pour cette inscription de munir le corps vibrant d'un stylet qui se déplacera sur un cylindre enregistreur.

La figure 216 (page 487) représente la forme du tracé qui correspond à des vibrations pendulaires. On reconnaît, au contraire,

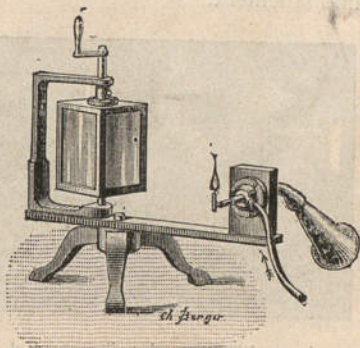


Fig. 241. — Appareil pour l'analyse des sons des voyelles au moyen des flammes manométriques. (R. Kœnig.)



sur la ligne supérieure de la figure 242, obtenue avec un diapason, l'existence probable de deux sons simultanés; l'un d'eux, à vibrations plus lentes, a dû engendrer les grandes ondulations du tracé; l'autre, à vibrations beaucoup plus rapides, doit correspondre aux petites sinuosités. Le nombre des petites sinuosités contenues dans l'une des grandes ondulations du tracé indique d'ailleurs le rapport des nombres de vibrations par seconde des deux sons émis simultanément.

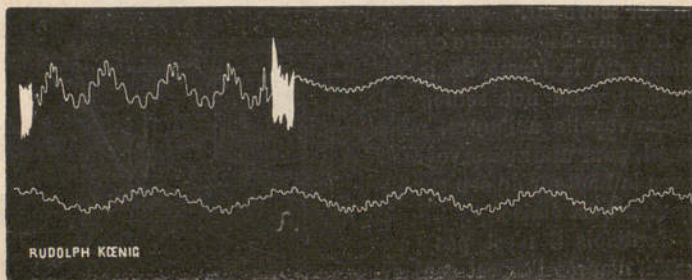


Fig. 242. — Vibrations d'un diapason dont le son fondamental est accompagné d'un harmonique (tracé supérieur) ou de deux harmoniques (tracé inférieur).

Sur le tracé inférieur de la même figure, on reconnaît de même l'existence probable de plusieurs sons simultanés; mais les petites sinuosités sont ici inégales, ce qui prouve qu'elles doivent correspondre elles-mêmes à la production simultanée de plusieurs sons.

Comme la méthode des flammes manométriques, la méthode graphique ne constitue pas à proprement parler un procédé d'analyse des sons complexes. Mais lorsque l'analyse de ces sons a été faite par l'une des méthodes dont il sera question ci-dessous, et que l'existence simultanée de plusieurs sons simples a été démontrée, les flammes manométriques et les tracés graphiques fournissent en quelque sorte une preuve objective de l'existence simultanée de ces sons simples.

370. **Analyse des sons par influence. Résonnateurs.** — Lorsqu'une source émet un son prolongé, intense et de même hauteur que le son propre d'une corde située dans le voisinage de la source, la corde entre à son tour en vibration, bien qu'elle n'ait pas été ébranlée directement, et fait entendre ce qu'on appelle



une son par influence. Au contraire, l'émission d'un son de hauteur différente de celle du son propre de la corde laisse celle-ci au repos.

La production des sons par influence est facile à concevoir. Les vibrations aériennes, qui transmettent le son émis, communiquent à la corde une série d'impulsions périodiques; chacune de ces impulsions, trop faible, il est vrai, pour ébranler la corde d'une manière appréciable par la vue, lui fait du moins exécuter une vibration dont l'amplitude est extrêmement faible. Par suite, si les hauteurs du son émis et du son propre de la corde sont rigoureusement égales, c'est-à-dire si les vibrations de ces sons ont exactement même durée, chaque impulsion aérienne, au moment où elle atteint la corde, trouve celle-ci dans la phase même de vibration qu'elle tend à lui donner. Les effets de chaque impulsion successive transmise par l'air sont donc toujours exactement concordants avec les effets persistants des impulsions précédentes. On conçoit dès lors que, malgré la petitesse de l'effet produit par une impulsion aérienne isolée, la corde finisse par effectuer des vibrations sensibles et par émettre un son d'intensité suffisante pour être perçu, si le son qui l'influence est persistant, c'est-à-dire si l'on accumule et si l'on multiplie en quelque sorte l'action très faible produite par chaque vibration aérienne isolée.

Il n'en sera plus de même si la hauteur du son émis est différente de celle du son propre de la corde. Chaque vibration aérienne, en arrivant à la corde, ne trouve plus alors celle-ci dans la phase de vibration qu'elle tend à lui communiquer; la corde sera, par exemple, animée, par l'effet de l'impulsion précédente, d'un très petit mouvement de droite à gauche au moment où la nouvelle impulsion qui lui arrive tend à la déplacer de gauche à droite. Les effets des impulsions successives reçues sont donc discordants, ils se détruisent mutuellement et la corde reste au repos.

Pour achever de faire comprendre le mécanisme de la production des sons par influence, on peut rappeler la comparaison classique de la mise en branle d'une très lourde cloche par un enfant; si celui-ci se suspend à la cloche à des intervalles de temps rigoureusement égaux à la durée d'une oscillation de la masse à ébranler, l'effet produit par son poids s'ajoute chaque fois à l'effet déjà produit; l'enfant peut ainsi, après un temps d'autant plus long que la cloche est plus lourde, communiquer à celle-ci des



oscillations de très grande amplitude. Si alors l'enfant se suspend à la cloche au moment où l'effet de son poids tend à donner à la masse en mouvement un déplacement inverse de celui qu'elle effectue à cet instant, il arrivera à ramener cette masse au repos en répétant la suspension un nombre suffisant de fois.

On produit facilement des sons par influence en abaissant doucement une touche de piano de manière à soulever l'étau sans faire agir le marteau sur la corde correspondante ; si l'on ouvre alors la caisse de l'instrument et qu'un chanteur émette avec force, et pendant un temps suffisant, un son de même hauteur que le son propre de la corde rendue libre, celle-ci entre en vibration, ce dont on peut s'assurer par l'oreille ou au moyen de cavaliers.

Les corps qu'il est le plus facile de faire vibrer par influence sont ceux qui, comme les cordes, communiquent facilement leurs vibrations à l'air et reviennent rapidement au repos après qu'ils ont été ébranlés ; ces corps ont une faible masse et les vibrations par influence peuvent même être provoquées chez eux par des sons qui n'ont pas rigoureusement la même hauteur que leurs sons propres. La durée de leurs vibrations est alors altérée ; ils vibrent à l'unisson du son émis.

Les plaques, les membranes, les gaz enflammés sont ainsi susceptibles de vibrer facilement par influence.

Nous avons vu que les plaques et les membranes étaient capables de rendre un grand nombre de sons ; comme elles peuvent, en outre, lorsqu'elles ne sont pas trop rigides ou trop tendues, vibrer par influence sous l'action de sons intenses un peu différents de leurs sons propres, on conçoit que les plaques et les membranes soient influencées par des sons de hauteur quelconque. D'où l'emploi, déjà signalé, des membranes dans le phonographe de Scott (§ 354), dans les capsules manométriques (§ 368) et l'emploi des plaques, que nous aurons à indiquer par la suite, pour le phonographe et le téléphone.

De même, si l'on enflamme un gaz dont la pression est telle que la flamme soit sur le point de ronfler, cette flamme entre très facilement en vibration sous l'influence des sons qu'elle est capable d'émettre.

Il n'en est pas de même des corps, les diapasons par exemple, qui ont une grande masse, qui ne perdent que lentement leur force vive par communication de leur mouvement vibratoire à



l'air ambiant, et qui, par suite, vibrent encore longtemps après que la cause d'ébranlement a cessé d'agir. Toutefois, on arrive facilement à faire vibrer les diapasons par influence, si on les munit de caisses de résonnance (fig. 234), caisse vide dont le volume est tel que le son propre de la masse d'air intérieure soit à l'unisson de celui du diapason. Lorsque, en effet, un diapason, muni de sa caisse de résonnance, est attaqué avec un archet, un diapason de même hauteur, également monté sur caisse et placé à une certaine distance, fait entendre un son intense, comme on peut s'en assurer en arrêtant avec la main les vibrations du premier. Dans cette expérience, les vibrations du premier diapason, communiquées d'abord à l'air de la caisse de résonnance, se sont transmises à l'air de la caisse du second diapason, puis aux parois de cette caisse et enfin au second diapason lui-même.

Ajoutons que pour les corps de grande masse, comme les diapasons, la moindre différence entre les hauteurs empêche les vibrations par influence de se produire. Si, en effet, une petite masse de cire est placée sur les branches du premier diapason, de manière à en altérer un peu la hauteur, le second diapason reste au repos, même lorsque le premier vibre énergiquement.

*Résonnateurs.* — On appelle *résonnateur* une masse d'air, limitée par des parois solides en verre ou en métal, et communiquant avec l'atmosphère par une ouverture pratiquée dans ces parois.

L'air d'un résonnateur peut vibrer énergiquement par influence sous l'action d'un son déterminé dont la hauteur, qui dépend du volume du résonnateur, est égale à celle du son que l'on obtiendrait en dirigeant un courant d'air contre l'ouverture dont l'instrument est muni. Pour s'assurer de l'existence de vibrations par influence à l'intérieur d'un résonnateur, il suffit, par exemple, de substituer à une portion de paroi de celui-ci une membrane tendue que l'on saupoudre de sable fin; toutes les fois que l'air du résonnateur vibrera par influence, les vibrations seront accusées par une agitation intense du sable répandu à la surface de la membrane.

Helmholtz a considérablement augmenté la sensibilité des résonnateurs en substituant à la membrane précédente la membrane du tympan de l'observateur même. A cet effet, les résonnateurs sont formés d'une sphère de cuivre s'ouvrant dans l'atmosphère par un court ajutage cylindrique que l'on voit à la partie supérieure de la figure 243; le pôle opposé du résonnateur est



muni d'un ajutage conique que l'on introduit dans le conduit auditif externe, lequel devient un prolongement de cet ajutage fermé dès lors par la membrane du tympan. Les vibrations excitées par influence dans le résonnateur agissent ainsi directement sur l'oreille, et la sensibilité de l'instrument est de ce fait très augmentée.

Afin d'éviter l'accès direct des vibrations dans l'oreille, Helmholtz entourait l'ajutage conique d'un bourrelet de cire à cacheter préalablement chauffée, de telle sorte qu'elle pût se modeler exactement, pendant son refroidissement, sur la forme du conduit auditif. Dans toutes les expériences faites avec l'oreille armée du résonnateur, les vibrations extérieures ne pouvaient ainsi arriver à la membrane du tympan qu'après avoir traversé et après avoir

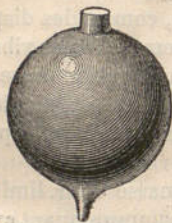


Fig. 243. — Résonnateur sphérique. (Kœnig.)

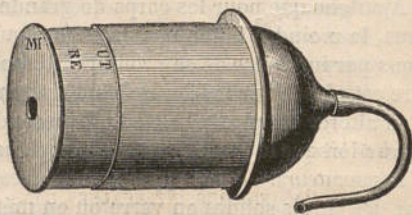


Fig. 244. — Résonnateur cylindrique à volume variable. (Kœnig.)

influencé, le cas échéant, l'air du résonnateur. Dès lors, les vibrations de tout son dont la hauteur sera différente de celle du son propre du résonnateur seront transmises par l'air intérieur de l'instrument comme elles le seraient par l'atmosphère; celles au contraire qui proviendront de sons à l'unisson de celui du résonnateur détermineront, à l'intérieur de ce résonnateur, des vibrations intenses, et éclateront avec force dans l'oreille.

La hauteur du son propre d'un résonnateur est évidemment modifiée dans une large mesure par toute variation du volume intérieur. De là résulte la possibilité de réaliser des résonnateurs à son propre variable, en les constituant par deux tubes cylindriques qui coulissent l'un dans l'autre (fig. 244) et qui présentent, l'un une ouverture cylindrique, l'autre l'ajutage conique destiné à être introduit dans le conduit auditif externe ou à établir une communication, grâce à un tube de caoutchouc, entre l'air intérieur



au résonnateur et une capsule manométrique. Par cette dernière disposition, on peut rendre visibles, dans un miroir tournant, les vibrations déterminées par influence dans la masse aérienne intérieure.

L'appareil de la figure 243, dû à Kœnig, est constitué par une

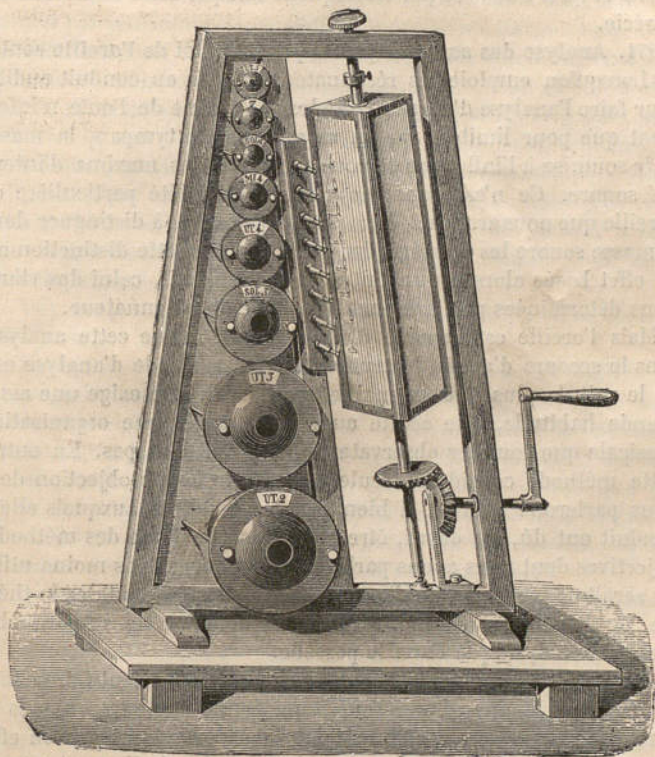


Fig. 243. — Appareil de Kœnig pour l'analyse des sons complexes.

série de résonnateurs à volume variable, réunis chacun à une capsule manométrique distincte. Lorsqu'un son complexe est émis dans le voisinage de l'instrument, les sons de tous les résonnateurs dont les flammes correspondantes se montrent dentelées dans le miroir tournant, font connaître les divers sons simples qui coexis-



tent dans le son complexe. Mais cette disposition est moins sensible que celle qui consiste à faire agir directement les vibrations du résonnateur sur la membrane du tympan.

Ajoutons que le son propre d'un résonnateur s'élève un peu quand on augmente la surface de son ouverture dans l'atmosphère et qu'il s'abaisse par conséquent lorsque cette ouverture est rétrécie.

### 371. Analyse des sons complexes par l'emploi de l'oreille seule.

— Lorsqu'on emploie les résonnateurs réunis au conduit auditif pour faire l'analyse d'un son complexe, l'organe de l'ouïe n'intervient que pour limiter, par sa membrane du tympan, la masse d'air soumise à l'influence et pour percevoir des maxima d'intensité sonore. Ce n'est donc pas par une propriété particulière de l'oreille que nous arrivons, dans cette expérience, à distinguer dans la masse sonore les sons simples constituants; cette distinction est en effet basée alors sur un fait matériel, objectif, celui des vibrations déterminées par influence dans l'air du résonnateur.

Mais l'oreille est capable d'effectuer elle-même cette analyse, sans le secours d'aucun instrument. Cette méthode d'analyse est, on le voit, la plus directe; malheureusement, elle exige une assez grande habitude, une acuité auditive et aussi une organisation musicale que tous les observateurs ne possèdent pas. En outre, cette méthode considérée seule est sujette à une objection dont nous parlerons bientôt, si bien que les résultats auxquels elle a conduit ont dû, au début, être contrôlés par l'une des méthodes objectives dont nous avons parlé déjà. Il n'en est pas moins utile, ne serait-ce que pour établir sur des bases expérimentales la théorie de l'audition, de mettre hors de doute cette remarquable faculté d'analyse que l'oreille possède.

Pour s'exercer à l'analyse d'un son complexe, il faut faire choix, au début au moins, d'une source qui donne des harmoniques de rang impair du son fondamental; l'observation montre en effet que ces harmoniques de rang impair sont plus facilement perçus, dans la masse sonore totale, que les harmoniques de rang pair, dont quelques-uns sont les octaves successives du son fondamental. Les cordes, celles du sonomètre comme celles du piano, conviennent bien pour ces exercices.

Cherchons, par exemple, à percevoir le troisième harmonique  $sol_2$  du son  $ut_1$ . Faisons pour cela raisonner faiblement le  $sol_2$  d'un piano en portant notre attention sur la hauteur de ce son et frap



pons énergiquement aussitôt après la touche de  $ut_1$ ; en répétant plusieurs fois cette expérience, on arrive bientôt à distinguer nettement, dans la masse sonore complexe de l' $ut_1$ , le son  $sol_2$  sur lequel l'attention a été préalablement appelée.

De même, lorsqu'on attaque avec un archet la corde d'un sonomètre, en déterminant un nœud au tiers de la longueur de la corde par le contact d'une plume, le troisième harmonique du son fondamental est émis avec une assez grande intensité, tandis que le son fondamental n'est pas produit. Que l'observateur diminue alors progressivement la pression exercée avec la plume sur la corde; le son fondamental se fera entendre avec une intensité croissante, tandis que l'intensité du troisième harmonique décroîtra, sans que ce son cesse toutefois d'être émis. Dans ces conditions, l'observateur arrive facilement à percevoir encore, à la fin de l'expérience, le troisième harmonique comme son simple accompagnant le son fondamental.

Par ce procédé, Helmholtz a pu percevoir jusqu'au seizième harmonique du son fondamental d'une corde.

Lorsqu'on s'est ainsi exercé à porter son attention sur les harmoniques d'un son fondamental, on arrive à les percevoir directement, sans aucun artifice, dans le son complexe d'une source quelconque. Cette perception c'est-à-dire cette analyse, est d'ailleurs plus facile pour les sons des instruments à cordes que pour ceux du larynx humain, qui exigent une oreille bien organisée. Toutefois Rameau était arrivé à percevoir directement, et avec l'oreille seule, les harmoniques de la voix humaine.

Quelques musiciens, même percevant très bien les harmoniques, n'ont voulu voir dans cette perception qu'une illusion et un effet de l'imagination. La perception, par l'oreille seule, d'un harmonique d'un son fondamental, après que l'attention de l'observateur a été appelée sur cet harmonique par sa production préalable et directe, ainsi qu'il a été dit plus haut, résulterait d'après eux d'une sorte d'écho dans l'oreille et comme d'un souvenir du premier son émis.

Pour réfuter cette manière de voir, on peut, avec Helmholtz, faire l'expérience suivante : on attaque le son  $ut_1$  sur un piano, après avoir appelé l'attention de l'oreille sur le  $mi_2$  que l'on a préalablement fait résonner sur le même instrument; on perçoit alors, au moment où résonne  $ut_1$ , un harmonique voisin de  $mi_2$  mais un peu plus haut que celui-ci. Cette différence de hauteur,



due d'ailleurs à ce que les sons du piano appartiennent à la *gamme tempérée* (page 481), rend inadmissible l'hypothèse que la perception du cinquième harmonique de *ut*, n'est que le résultat du souvenir de la perception préalable de *mi*.

D'ailleurs si l'on fait successivement l'analyse d'un son complexe par l'une des méthodes objectives décrites précédemment, puis avec le secours de l'oreille seule, on trouve que l'oreille ne perçoit que les harmoniques dont les autres méthodes démontrent objectivement l'existence. La faculté que possède l'oreille d'analyser à elle seule un son complexe est donc réelle et les résultats fournis par notre organe de l'ouïe peuvent être tenus pour absolument certains au même titre que des résultats objectifs.

372. **Théorème de Fourier.** — Cette décomposition d'un son complexe en sons composants simples n'est d'ailleurs autre chose que la traduction expérimentale d'un remarquable théorème de mathématiques établi par Fourier et dont il a déjà été question (§ 20).

Un son complexe, considéré dans son ensemble, est, en effet, un mouvement périodique, ainsi que le montrent la méthode graphique et celle des flammes manométriques. La considération des formules ou des courbes représentatives des mouvements vibratoires simples montre également que la superposition d'un nombre quelconque de tels mouvements, dont les nombres de vibrations par seconde sont des multiples entiers du nombre de vibrations de l'un d'eux, est encore un mouvement périodique dont la période est égale à celle du plus bas des sons composants.

Or, Fourier a démontré que : tout mouvement périodique, quelle que soit d'ailleurs sa forme, peut être décomposé, et d'une seule manière, en un certain nombre de mouvements périodiques simples dont les périodes sont toutes des sous-multiples de celle du mouvement complexe.

La réalité objective de la décomposition d'un son complexe en sons simples ne résulte pas *à priori* du théorème de Fourier, qui est la conséquence de considérations abstraites, et l'analyse d'un son complexe par une méthode objective ou par le secours de l'oreille était indispensable pour établir la composition réelle d'une telle masse sonore ; toutefois cette concordance entre l'expérience et des considérations de mathématiques pures n'en est pas moins remarquable et mérite d'être signalée ici.



373. **Origine du timbre des sons.** — Nous avons été conduits à conclure *à priori* (§ 367) que la cause du timbre d'un son devait résider dans la forme du mouvement vibratoire auquel ce son est dû. Or l'emploi des méthodes d'analyse que nous venons de décrire démontre que la complexité, et par suite la forme du mouvement vibratoire, de la masse sonore émise par une source, sont dues à la coexistence d'un son fondamental et de sons supérieurs, en général harmoniques du premier. C'est, par conséquent, à cette coexistence de divers sons simples dans la masse sonore émise par une source qu'il faut rapporter le timbre, celui-ci devant changer avec le nombre, le rang et l'intensité relative des sons supérieurs qui accompagnent le son fondamental.

On peut vérifier l'exactitude de cette proposition en s'assurant que l'expérience confirme les conclusions que l'on peut en déduire. Par exemple, si la cause du timbre est bien celle que nous venons d'indiquer, les masses sonores émises par des sources de timbre différent doivent avoir des constitutions différentes quant aux sons supérieurs qui accompagnent un même son fondamental. En outre, le timbre d'une source sonore doit pouvoir être reproduit si l'on émet simultanément la série de tous les sons simples qui coexistent dans le son complexe émis par cette source. Or ces conséquences sont assez bien confirmées par l'expérience.

L'analyse des sons complexes montre, en effet, que chaque timbre différent est caractérisé par une série de sons supérieurs qui diffèrent par leur nombre, leur hauteur ou leur intensité relative (1).

D'autre part, on a pu faire la synthèse des sons complexes. Helmholtz y est parvenu à l'aide de diapasons électriques dont les sons correspondaient à une série harmonique; un dispositif spécial

(1) Kœnig a construit un appareil qui lui a permis d'étudier, par la synthèse, l'influence que pouvait avoir sur le timbre une différence de phase plus ou moins grande entre les sons simples constituants d'un son complexe. Tandis que Helmholtz avait conclu de ses recherches sur ce sujet que la différence de phase est sans influence sur le timbre, Kœnig a constaté que le timbre est influencé légèrement par cette différence de phase. Les modifications de timbre obtenues ainsi sont, d'après Kœnig, du même ordre que celles que l'on constate lorsqu'on fait émettre la même voyelle par diverses personnes. Les différences de phase des vibrations composantes ayant, de même que le nombre, la hauteur et l'intensité relative des harmoniques, une influence sur la forme du mouvement vibratoire résultant, la conclusion *à priori* à laquelle on arrive relativement à la cause du timbre serait donc exacte dans toute sa généralité, d'après les travaux de Kœnig.



permettait de faire varier à volonté l'intensité du son rendu par chaque diapason. En faisant vibrer des diapasons convenablement choisis dans la série et en réglant convenablement pour chacun l'intensité de son émis, Helmholtz a pu reproduire le timbre du cor et même celui de la voix humaine.

On peut encore faire la synthèse d'un son complexe en produisant ce son devant la caisse d'un piano dont tous les étouffoirs ont été soulevés; c'est ainsi qu'il suffit, par exemple, de chanter une voyelle ou encore d'émettre une note avec une clarinette, pour entendre dans ces conditions le piano répéter exactement la voyelle ou la note avec le timbre propre de la source qui l'a émise directement. Dans cette expérience, les sons simples dont la superposition constitue la voyelle ou la note, influencent chacun la corde capable de les rendre et déterminent des vibrations dont l'amplitude dépend de leur intensité propre; les diverses cordes ainsi ébranlées vibrent un certain temps, si bien que l'on continue à entendre encore la voyelle ou la note reproduite par synthèse, lorsque la source directe a cessé de chanter.

Nous indiquerons sommairement les principales espèces de timbre et leurs caractères analytiques.

D'une manière générale, un son simple est *sourd*, sans éclat; c'est ce que l'on peut vérifier avec un diapason monté sur caisse de résonnance ou avec un grand tuyau fermé dans lequel on souffle doucement. La coexistence d'harmoniques avec le son fondamental rend celui-ci plus *plein*; c'est la raison qui, dans les orgues, fait associer aux grands tuyaux fermés des tuyaux plus petits donnant divers harmoniques des premiers.

Si les harmoniques élevés ont une intensité suffisante, le son est *mordant*; c'est le cas des instruments à archet, dans lesquels les harmoniques, du sixième au dixième, sont plus intenses que les premiers sons de la série.

L'absence des harmoniques de rang pair donne au son quelque chose de *creux* et de nasillard; tel est en effet le caractère du son donné par une corde pincée en son milieu, où existe dès lors un ventre, ce qui empêche la formation de tous les sons supérieurs qui auraient un nœud en ce point.

Le son devient *vide* et *tintant* lorsque l'intensité des sons supérieurs augmente en même temps que diminue celle du son fondamental et des premiers harmoniques. Les sons des cordes présentent ces caractères lorsqu'on les attaque près de leurs extrémités,



car on favorise ainsi la production des harmoniques supérieurs au détriment des harmoniques plus graves.

Il importe toutefois d'ajouter que le timbre est donné encore par quelques circonstances accessoires, telles que le raclement de l'archet sur les cordes, le bruit de l'air qui vient se briser contre la lèvre dans un tuyau, etc. Ce sont là en effet des caractères qui, quoique secondaires, contribuent à nous faire reconnaître la source d'où émane le son perçu.

374. **Phonographe.** — Nous devons rapprocher de la synthèse des sons l'étude d'un instrument qui permet, non d'effectuer cette synthèse, mais du moins de reproduire avec leurs nuances, malgré de légères modifications de timbre, les sons musicaux et même ceux de la voix humaine. Cet instrument, le *phonographe*, a été imaginé en 1878, par Édison et a été depuis très heureusement perfectionné par l'inventeur.

Le phonographe, dont nous ne décrivons ici que les parties essen-

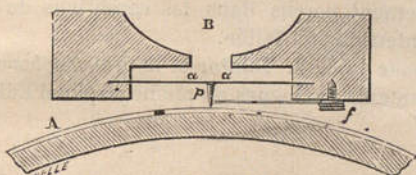


Fig. 246. — Phonographe d'Édison, appareil récepteur (coupe).

tielles, est constitué par une mince plaque de verre *aa* (fig. 246) formant le fond d'un cornet B; sur cette plaque est fixé normalement un stylet *p* dont l'extrémité appuie sur un cylindre A recouvert d'une matière malléable (un mélange de cire ordinaire et de cire de Carnahuba). Un mécanisme spécial permet d'animer le cylindre d'un mouvement de rotation uniforme autour de son axe et de faire déplacer le cornet parallèlement à cet axe, de telle sorte que le stylet trace alors un sillon en forme de spire sur la substance dont le cylindre est recouvert.

Si l'on parle ou si l'on fait chanter une source devant le cornet, la plaque de verre vibre à l'unisson des divers sons émis et le stylet trace, à la surface du cylindre, des dépressions dont la forme dépend de la hauteur, de l'intensité et du timbre des sons émis. Le tracé ainsi recueilli constitue un *phonogramme*. Ce phonogramme, qui peut être transporté, conservé pendant longtemps et même tiré



à plusieurs exemplaires grâce à la galvanoplastie, permet de reproduire, à un moment quelconque, les paroles ou les sons qui ont servi à l'obtenir. Il suffit pour cela de laisser le phonogramme sur l'appareil qui a servi à le produire ou de le monter sur un appareil identique et de disposer en face de lui une plaque analogue à celle du cornet récepteur, munie comme elle d'un stylet et fixée au fond d'un tube bifurqué dont les deux extrémités aboutissent aux deux oreilles d'une même personne. Si l'on communique alors au phonographe le même mouvement de rotation que précédemment, de telle sorte que le stylet parcoure dans le même sens les diverses parties du sillon tracé pendant l'inscription du phonogramme, ce stylet, ébranlé par les dépressions et les reliefs du tracé, communiquera à la plaque des vibrations identiques à celles qu'elle a reçues lors de l'émission directe des sons inscrits sur le cylindre. On conçoit dès lors que les vibrations de la plaque reproduisent très fidèlement les sons primitivement enregistrés. Les sons ainsi reproduits sont très nettement perçus dans les conditions de l'expérience, quoique leur intensité soit faible.

Le *graphophone* de C. S. Tainter et le *grammophone* de Berliner sont des instruments analogues au phonographe d'Édison.

















