avec la même tare, ajouter un poids π à côté du flacon. — Si l'on représente par p le poids de chlore que contenait le flacon à 0^0 et sous la pression H, par p' le poids d'air qu'il contenait à 0^0 et sous la pression H', on a :

$$p = p' + \pi.$$

Or, si l'on a préalablement déterminé le volume V_0 du flacon à 0^0, le poids p' de l'air qu'il contenait pendant la pesée est égal à $V_0 \times 0^{gr},001293 \times \frac{H'}{76}$. En ajoutant π à l'expression ainsi calculée, on connaît le poids p de chlore sur lequel on a opéré. — On en déduit le poids P de chlore qui remplirait le flacon à 0^0 et sous la pression de 76 centimètres, savoir :

$$P = p \times \frac{76}{H}.$$

Pour obtenir la densité du gaz, il suffira de diviser P par le poids du même volume d'air, savoir $V_0 \times 0^{gr},001293$.

Nous avons supposé connu le volume V_0 du flacon : pour obtenir ce volume on détermine par l'expérience l'excès π_1 du poids du flacon plein d'eau à 0^0, sur le poids du flacon plein d'air à 0^0 et sous la pression H'. Le poids de l'eau étant représenté par $V_0 \times 0^{gr},999873$ et celui de l'air par $V_0 \times 0^{gr},001293 \times \frac{H'}{76}$, on aura :

$$\pi_1 = V_0 \left(0^{gr},999873 - 0^{gr},001293 \times \frac{H'}{76}\right),$$

équation dont on déduira la valeur de V_0.

251. **Résultats.** — Le tableau suivant donne les densités d'un certain nombre de gaz par rapport à l'air; la plupart de ces nombres ont été déterminés par Regnault (*).

	DENSITÉS par rapport à l'air.
Air	1,0000
Hydrogène	0,0693
Azote	0,9714
Oxygène	1,1056
Chlore	2,4700
Cyanogène	1,8064
Acide sulfureux	2,2500
Acide carbonique	1,5290
Oxyde de carbone	0,9680
Protoxyde d'azote	1,5269
Bioxyde d'azote	1,0388

(*) Chacun des nombres de ce tableau permettra d'obtenir, pour le gaz auquel il se rapporte, et par un calcul simple : la *densité absolue*, la *densité relative*, le *poids spécifique relatif* et le *poids spécifique absolu* du gaz auquel il correspond. — Par exemple, pour l'oxygène, le produit $0^{gr},001293 \times 1.1056 = 0^{gr},001429$ est la densité absolue, ou masse spécifique. — Ce même nombre 0,001429, considéré comme abstrait, représente la densité ou le poids spécifique de l'oxygène par rapport à l'eau. — Pour avoir le poids spécifique absolu de l'oxygène, il faudrait multiplier sa masse spécifique par l'intensité de la pesanteur, qui est 981 dynes, à Paris.

CHAPITRE IV

APPLICATIONS DES DILATATIONS

I. — APPLICATIONS DES DILATATIONS DES CORPS SOLIDES.

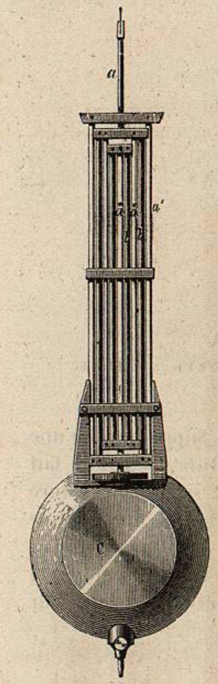
252. **Corrections des mesures linéaires.** — Supposons qu'une règle ait été divisée en millimètres, à une température θ. Si l'on fait usage de cette règle pour mesurer une longueur, et si la température a une valeur notablement différente t, on remarquera que chaque division aura pris une longueur de $1^{mm}\,[1 + l\,(t - \theta)]$, en désignant par l le coefficient de dilatation linéaire de la règle. Si donc la lecture faite sur la règle donne un nombre n de divisions, la valeur L de la longueur mesurée sera

$$L = n\left[1 + l\,(t - \theta)\right].$$

253. **Pendules compensateurs.** — On met à profit l'isochronisme des petites oscillations du pendule (59) pour régulariser le mouvement des horloges, en rendant ce mouvement solidaire de celui d'un pendule ou *balancier*. Mais, si l'on veut éviter que les variations de température viennent, en modifiant la longueur du balancier, faire avancer ou retarder l'horloge, il faut faire usage de balanciers spéciaux, qu'on désigne sous le nom de *pendules compensateurs*.

Les balanciers qu'on emploie le plus ordinairement se terminent, à leur partie inférieure, par une lentille dont le poids l'emporte de beaucoup sur celui du reste de la partie oscillante. La *longueur* du pendule simple, qui ferait son oscillation dans le même temps, diffère alors peu de la distance du point de suspension au centre de gravité de la masse pesante; c'est cette distance que l'on cherche à rendre indépendante de la température.

254. Pendule de Leroy, ou à gril. — Les figures 201 et 202 représentent le système compensateur le plus fréquemment employé. Il est dû à l'horloger Julien Leroy. — La lentille pesante C est reliée au point de suspension par une série de tiges verticales, alternativement en fer et en laiton. En examinant la figure 202, où les tiges de laiton se distinguent des tiges de fer par des hachures transversales, on voit que la dilatation de toutes les tiges de fer tend à abaisser le centre de la lentille, et que la dilatation des tiges de laiton tend à la relever. Or le laiton est plus dilatable que le fer : nous allons montrer que les longueurs relatives des deux systèmes de tiges peuvent être réglées de manière qu'il y ait compensation entre leurs allongements.



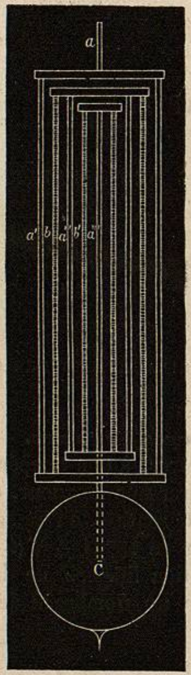


Fig. 201. Fig. 202.
Pendule à gril.

La longueur totale du fer à 0° étant représentée par $a + a' + a'' + a'''$, l'allongement qu'il éprouve en passant de 0° à t degrés est, en désignant par f le coefficient linéaire de dilatation du fer,

$$(a + a' + a'' + a''')ft,$$

de même, $b + b'$ étant la longueur totale du laiton à 0°, et l son coefficient de dilatation, l'allongement correspondant est

$$(b + b')lt.$$

Pour qu'il y ait compensation à t degrés, il faut et il suffit que l'on ait

$$(a + a' + a'' + a''')ft = (b + b')lt,$$

ou

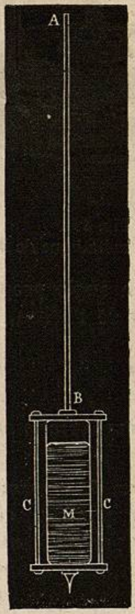
$$\frac{a + a' + a'' + a'''}{b + b'} = \frac{l}{f},$$

condition qui est évidemment toujours réalisable. On voit en outre, que le résultat est indépendant de la température; donc la compensation, une fois réalisée pour une température particulière, subsiste à toute autre température. — Pour le fer et le laiton, le rapport $\frac{l}{f}$ est égal à 1,5 environ.

255. Pendule de Graham. — Le pendule compensateur le plus ancien, celui qu'on s'accorde à regarder aujourd'hui encore comme le meilleur, a été imaginé par l'horloger anglais Graham.

Il est composée d'une tige d'acier AB (*fig.* 203), terminée à sa partie inférieure par un étrier CC, qui supporte un cylindre de verre M contenant du mercure. Lorsque la température s'élève, le centre de gravité du pendule tend à s'abaisser par la dilatation de la tige; mais, en même temps, le centre de gravité tend à remonter par la dilatation du mercure : le calcul montre que la compensation est possible, et que, une fois réalisée pour une température particulière, elle l'est également pour toute autre (*).

On dispose souvent le pendule de Graham comme le représente la figure 204, en répartissant le mercure dans deux éprouvettes M, M, placées symétriquement de part et d'autre du prolongement de la tige AB.



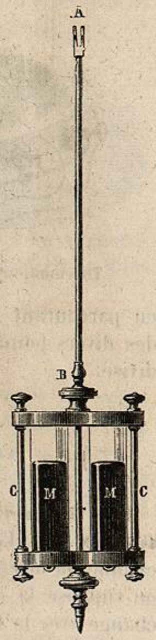


Fig. 203. Fig. 204.
Pendule de Graham.

256. Thermomètre de Bréguet. — Soient deux lames de métaux différents, de zinc et de cuivre, par exemple, appliquées l'une sur l'autre et soudées ensemble. Si l'on vient à chauffer ce système, le zinc s'allongeant plus que le cuivre, la double lame se courbe, de manière que le zinc soit à l'extérieur et le cuivre à l'intérieur de la concavité. Si le système a reçu d'avance une certaine courbure, une élévation de température tend à rendre la courbure plus prononcée.

C'est sur ces remarques que Bréguet a fondé la construction d'un thermomètre métallique d'une extrême sensibilité (*fig.* 205). — Trois

(*) Voir la démonstration, dans les problèmes qui sont à la fin du volume.

petites lames d'argent, d'or et de platine, ayant été superposées dans l'ordre où nous venons de les énumérer, et soudées ensemble, on les a passées au laminoir, de manière à en faire un ruban très long et très mince. On a enroulé ce ruban en hélice; on l'a suspendu par l'une de ses extrémités A, et l'on a attaché à l'autre extrémité une aiguille très légère *cd*, qui peut se mouvoir sur un cercle divisé MN. — Supposons le métal le plus dilatable, l'argent, placé à l'extérieur. Si la température s'élève, chacune des portions de spire de l'hélice tend à se courber davantage; l'aiguille marche dans le sens de ce mouvement, en parcourant un angle proportionnel à la somme des déplacements des divers points de l'hélice, estimés parallèlement au plan du cercle divisé.

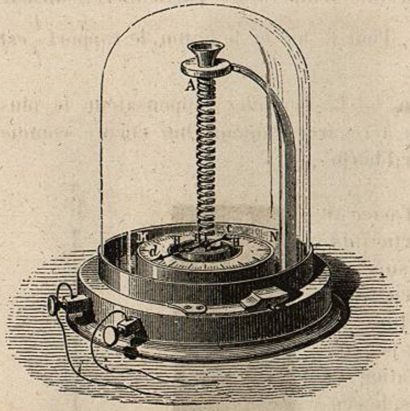


Fig. 205.
Thermomètre métallique de Bréguet.

II. — APPLICATIONS DES DILATATIONS DES LIQUIDES.

257. Réduction des hauteurs barométriques à la température 0°. — Lorsque l'on considère les pressions atmosphériques comme mesurées par les hauteurs des colonnes barométriques (121), on suppose la densité du mercure constante; en réalité, la densité change avec la température. On est convenu, pour rendre les résultats comparables entre eux, de considérer toujours, non pas la hauteur barométrique observée, mais *la hauteur d'une colonne de mercure à 0° qui exercerait la même pression.* — Proposons-nous donc de *ramener* à 0° une hauteur barométrique H, observée à une température t.

Et d'abord, on a observé la hauteur H sur une échelle métallique, dont on suppose la division effectuée à 0°; d'après ce qu'on a vu (252), la hauteur réelle de la colonne barométrique est

$$H' = H(1 + lt),$$

étant le coefficient de dilatation linéaire du métal de l'échelle.

Désignons maintenant par H_0 la hauteur de la colonne de mercure

à 0° qui exercerait la même pression, par d et d_0 les densités du mercure à t degrés et à 0°. La pression de la colonne H' à t degrés, sur une surface s, est $sH'd$; la pression de la colonne H_0 à 0°, sur la même surface, serait $sH'd_0$: pour que ces pressions soient égales, il suffit que l'on ait $H'd = H_0 d_0$, d'où l'on tire

$$\frac{H_0}{H'} = \frac{d}{d_0}.$$

Mais les densités d et d^0 sont, comme on l'a vu (221), inversement proportionnelles aux binômes de dilatation $1 + mt$ et 1. Donc

$$\frac{H_0}{H'} = \frac{1}{1 + mt},$$

ou enfin

$$H_0 = H' \frac{1}{1 + mt}.$$

Si l'on remplace H' par sa valeur, on trouve, pour la hauteur barométrique, corrigée à la fois de la dilatation de la règle et de la dilatation du mercure,

$$H_0 = H \frac{1 + lt}{1 + mt} \text{ (*)}.$$

258. Détermination des températures au moyen du thermomètre à poids. — L'instrument désigné sous le nom de *thermomètre à poids* (*fig.* 192), dont nous avons indiqué l'emploi pour la détermination des coefficients de dilatation des liquides, peut servir à la mesure des températures. Dulong et Petit l'ont fréquemment employé pour cet usage. — Il a l'avantage de pouvoir toujours être complètement plongé dans l'enceinte qui est soumise à l'expérience, et de ne point exiger de graduation préalable.

(*) Dans la pratique, on fait le plus souvent usage d'une expression plus simple et suffisamment exacte. Effectuons la division indiquée : il vient

$$H_0 = H\left[1 - (m - l)\,t\right].$$

$$m = 0{,}000180, \qquad l = 0{,}000018, \qquad m - l = 0{,}000162.$$

Or, à Paris, la valeur de H ne s'écarte jamais beaucoup de 76 centimètres. Posons $H = 76 + \varepsilon$, ε étant une quantité positive ou négative, dont la valeur absolue est généralement inférieure à 2. Il vient alors

$$H_0 = H - 76 \times 0{,}000162 \times t \mp \varepsilon \times 0{,}000162 \times t.$$

Le troisième terme est plus petit que l'erreur commise dans la mesure de H; on doit le négliger, et on a finalement :

$$H_0 = H - 0{,}012 \times t.$$

Après avoir déterminé, comme il a été dit (229, 1°), le poids P de mercure qui remplit l'appareil à 0°, on le porte dans le milieu dont on veut obtenir la température x (température supposée supérieure à 0°), et on détermine le poids p_1 de mercure qui s'échappe par la pointe. Si l'on prend, pour coefficient de dilatation apparente du mercure dans le verre, la valeur adoptée par Dulong et Petit, savoir $\frac{1}{6480}$, on a

$$\frac{1}{6480} = \frac{p_1}{(P - p_1)\,x},$$

d'où l'on tire la valeur de la température x (*).

III. — APPLICATIONS DES DILATATIONS DES GAZ. THERMOMÈTRES A GAZ.

259. **Thermomètre à air.** — Nous avons vu que le thermomètre normal est le thermomètre à air, la température étant mesurée par la *variation de la force élastique*, à volume constant (212). L'appareil de Regnault (*fig.* 197) est éminemment propre à ce genre de mesures. La graduation de la branche AB devient inutile ; en ajoutant ou retranchant du mercure dans la branche ouverte du manomètre, on fait en sorte que le mercure affleure toujours au point B. Le bain d'eau qui entoure les deux branches du manomètre peut être supprimé.

Soit V_0 le volume du ballon à 0°, v le volume du tube jusqu'au point B, et t la température ambiante. Lorsque le ballon est entouré de glace fondante, la plus grande partie de la masse d'air étant à 0°, la force élastique est H ; elle diffère peu de 76 centimètres.

Si l'air contenu dans le tube était à 0°, son volume serait $\frac{v}{1+\alpha t}$; et le volume de la masse d'air à 0° sous la pression initiale H, serait

$$V_0 + \frac{v}{1+\alpha t}.$$

Le ballon étant immergé dans un bain dont la température T est inconnue, il faut, pour rétablir l'affleurement sensiblement au point B, verser du mercure dans la branche MN ; soit H′ la force élastique de l'air, obtenue en ajoutant à la hauteur barométrique la différence des niveaux dans les deux branches AB et MN. — La masse d'air se compose de deux parties : l'une, à la température T, occupe un volume

(*) Si, pour plus de précision, on veut introduire dans ce calcul, au lieu du nombre $\frac{1}{6480}$, le coefficient de dilatation apparente μ du mercure *dans l'instrument lui-même*, il suffit d'effectuer une expérience préliminaire à une température connue T à 100°, par exemple), et d'en déduire la valeur de μ, comme nous l'avons dit (229, 1°).

$V_0(1+kT)$, k désignant le coefficient de dilatation cubique du verre ; l'autre occupe un volume v' peu différent de v, à la température ambiante t' ; si cette deuxième partie était à la température T, son volume serait :

$$v'\frac{1+\alpha T}{1+\alpha t'}.$$

Donc le volume final de la masse d'air, à la température T et sous la pression H′, serait :

$$V_0(1+kT) + v'\frac{1+\alpha T}{1+\alpha t'}.$$

En faisant application de la formule de Gay-Lussac (239), on aura une équation qui fera connaître la valeur de T :

$$\left[V_0 + \frac{v}{1+\alpha t}\right] H = \left[V_0(1+kT) + v'\frac{1+\alpha T}{1+\alpha t'}\right]\frac{H'}{1+\alpha T}.$$

260. **Thermomètre à air de Dulong et Petit.** — Avant les expériences de Regnault, Dulong et Petit avaient employé un thermomètre à air qui offre une disposition plus simple, et dont la précision, sans être aussi grande, est généralement suffisante dans la pratique. — La manipulation en a d'ailleurs été perfectionnée par Regnault.

Fig. 206.

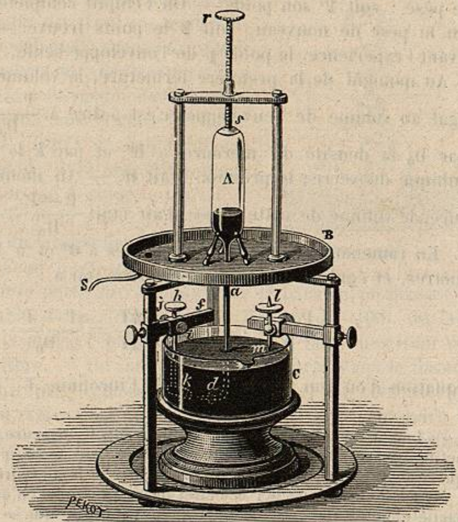


Fig. 207. — Thermomètre à air de Dulong et Petit.

Un réservoir de verre cylindrique A (*fig.* 206), surmonté d'un tube *ab* qui se termine par une pointe ouverte *c*, est placé dans le milieu dont on veut déterminer la température : il est mis en communication, par un raccord de caoutchouc, avec une série de tubes desséchants, communiquant eux-mêmes avec une pompe à main. On fait un grand nombre de fois le vide dans l'appareil, en laissant chaque fois rentrer l'air très lentement : après la dernière rentrée d'air, on met, pendant quelques instants, l'air intérieur en communication avec l'atmosphère ; on ferme alors au chalumeau la pointe c, et on note la hauteur du baromètre. On a ainsi l'appareil plein d'air sec, à la température T, et sous la pression H de l'atmosphère.

On le transporte, en le renversant, sur le support représenté par la figure 207, où il est maintenu par la tige rs, de manière que l'extrémité recourbée du tube plonge dans une cuve à mercure C. On a fait à l'avance un trait de lime au voisinage de la pointe, de manière à permettre de la détacher à l'aide d'une pince : le mercure pénètre dans le tube et s'élève à une certaine hauteur dans le réservoir. On environne celui-ci de glace fondante, contenue dans un manchon placé sur le plateau B, et, au bout d'une heure environ, on ferme de nouveau la pointe en y amenant une petite cuiller de fer k, remplie de cire molle, et portée par la vis h, dont les supports peuvent se déplacer le long de la tige horizontale f. On note la hauteur H′ du baromètre, et, après avoir enlevé le manchon et la glace qui entourent le réservoir, on mesure au cathétomètre la hauteur h du mercure soulevé : la vis à deux pointes lm sert à effectuer cette mesure, comme dans le baromètre fixe (128), avec une grande précision.

On enlève l'appareil de son support, avec le mercure qui y a pénétré, et on le pèse : soit P′ son poids. — On l'emplit complètement de mercure à 0°, et on le pèse de nouveau ; soit P le poids trouvé. — Enfin on a déterminé, avant l'expérience, le poids p de l'enveloppe seule.

Au moment de la première fermeture, le volume de l'air à T degrés était égal au volume de l'enveloppe, c'est-à-dire à $\frac{P-p}{D_0}(1+kT)$, en désignant par D_0 la densité du mercure à 0°, et par k le coefficient de dilatation cubique du verre ; la pression était H. — Au moment de la seconde fermeture, le volume de cette masse d'air était $\frac{P-P'}{D_0}$; la pression était $H'-h$. — En ramenant chacun de ces volumes à 0° et à la pression de 76 centimètres, et égalant les deux expressions, on a :

$$\frac{P-p}{D_0}\cdot\frac{H}{76}\cdot\frac{1+kT}{1+\alpha T}=\frac{P-P'}{D_0}\cdot\frac{H'-h}{76},$$

équation d'où l'on tire la valeur de l'inconnue T (*).

(*) Lorsqu'on brise la pointe du tube sous le mercure, Regnault a reconnu qu'une petite quantité d'air était toujours aspirée dans le réservoir, par une sorte de gaine qui reste entre la paroi extérieure de la tige et le mercure qui ne mouille pas le verre. est parvenu à empêcher cet effet de se produire, en adaptant sur le tube, dans la partie plongée, de petits disques d'une substance qui se laisse mouiller par le mercure, comme le laiton bien décapé : ce sont ces petits disques qui sont représentés en d dans la figure 207. Pour plus de sûreté, on verse sur le mercure, après avoir saisi la pointe avec la pince, une couche d'acide sulfurique : on enlève l'acide avant de faire descendre la vis à deux pointes lm.

IV. — CORRECTIONS AUX DENSITÉS.

261. **Corrections à faire subir aux résultats, dans la détermination des densités des corps solides ou liquides.** — La densité d'un corps solide ou liquide est variable, comme l'est son volume, avec la température ; les densités des divers corps ne sont donc comparables qu'à la condition d'avoir été calculées *à une même température*. On a choisi la température de 0°.

Dans les diverses méthodes qui ont été indiquées (100 à 10)5, si l'on employait de l'eau à la température du laboratoire, on pourrait, en tenant compte de sa densité (*), déduire des données de l'expérience le volume réel du corps et par suite sa densité, à la température de l'expérience : mais encore faudrait-il connaître exactement cette température, et il resterait toujours quelque incertitude sur sa constance pendant l'opération. — Regnault a proposé d'opérer avec de l'eau à la température de la glace fondante, température qu'il est toujours facile de maintenir dans une *petite quantité* d'eau. Aussi est-ce la méthode du flacon que l'on emploie de préférence.

262. **Méthode du flacon, modifiée par Regnault. — Détermination des densités à 0°.** — Regnault a indiqué l'emploi, pour les corps solides, de petits flacons qui ont la forme représentée par la figure 208. Dans le goulot s'engage un bouchon creux, présentant une partie capillaire sur laquelle est tracé un trait d'affleurement a. — Le flacon débouché ayant été rempli d'eau, on introduit le bouchon qui, déplaçant un peu de liquide, fait monter le niveau jusque dans l'entonnoir B. On place alors le flacon dans la glace fondante, et on l'y laisse séjourner jusqu'à ce que le niveau paraisse invariable ; on enlève, avec un petit rouleau de papier buvard, le liquide qui dépasse le trait a, et l'on retire ensuite le flacon de la glace. On le laisse reprendre la température du laboratoire, afin d'éviter qu'il y ait condensation d'eau à sa surface pendant la pesée ; on l'essuie et on le porte sur le plateau de la balance, en plaçant à côté de lui le corps soumis à l'expérience, comme il a été dit (100). On fait la tare, et on détermine la masse échantillonnée M qu'il faut substituer au corps pour rétablir l'équilibre. — On introduit alors le corps dans le flacon, on replace le bouchon, on remet le flacon dans la glace, et on rétablit l'affleurement au trait a ; on retire ensuite le flacon, on le laisse reprendre la température du laboratoire, et on détermine la masse M′, qu'il faut ajouter pour faire équilibre à la tare précédente.

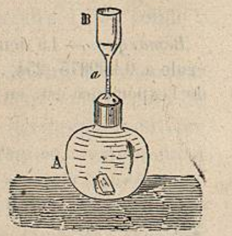


Fig. 208.

La méthode s'applique aux corps liquides, en employant les flacons décrits précédemment (*fig.* 91). — L'affleurement au trait a est toujours établi, soit pour le liquide soumis à l'expérience, soit pour l'eau, pendant que le flacon est à la température de la glace fondante.

Pour déduire des données de l'expérience, pour un corps solide par exemple, a densité de ce corps à 0°, on peut raisonner comme il suit :

(*) Voir le tableau de la page 188.

Soit V le volume du corps à 0^0, D sa densité, Δ la densité du métal des poids marqués, e la densité de l'eau à 0^0, et a la masse du centimètre cube d'air dans les conditions de l'expérience ; désignons par k le coefficient de dilatation du corps, par k' celui des poids, par t la température à laquelle ont été effectuées les pesées, et par g l'intensité de la pesanteur. Dans la première pesée, le poids apparent du corps est égal au poids apparent de la masse échantillonnée M :

$$\text{(1)} \qquad VDg - V(1+kt)ag = Mg - \frac{M}{\Delta}(1+k't)ag.$$

Dans la deuxième opération, le corps étant dans le flacon ne subit plus la poussée de l'air, mais il y a en moins dans le flacon la masse d'eau déplacée par le corps à 0^0. Le poids apparent de la masse M' représente donc la différence du poids de cette masse d'eau et de la poussée de l'air :

$$\text{(2)} \qquad Veg - V(1+kt)ag = M'g - \frac{M'}{\Delta}(1+k't)\,ag.$$

En supprimant partout le facteur commun g et en divisant l'équation (1) par l'équation (2), membre à membre, il vient :

$$\text{(3)} \qquad \frac{D-a(1+kt)}{e-a(1+kt)} = \frac{M}{M'}.$$

Remarque. — La densité de l'eau à 0^0 est connue avec exactitude, elle est égale à 0,999873 (234) ; la masse du centimètre cube d'air dans les conditions de l'expérience est, en supposant l'air sec :

$$a = 0{,}001293\,\frac{H}{76}\cdot\frac{1}{1+0{,}00367t};$$

si d'ailleurs on voulait tenir compte de l'humidité, il serait facile de le faire (297).

Dans la plupart des cas, on prend $a = 0{,}001293$, et on néglige le produit kt vis-à-vis de l'unité. La formule devient alors :

$$\text{(4)} \qquad \frac{D-a}{e-a} = \frac{M}{M'}.$$

CHAPITRE V

CHANGEMENTS D'ÉTAT DES CORPS

PASSAGE DE L'ÉTAT SOLIDE A L'ÉTAT LIQUIDE, ET PASSAGE INVERSE DE L'ÉTAT LIQUIDE A L'ÉTAT SOLIDE.

263. **Changements d'état des corps, sous l'action de la chaleur.** — Lorsqu'on porte un corps solide à des températures de plus en plus élevées, il arrive en général un moment où il devient liquide : c'est le phénomène de la *fusion.* — Réciproquement, les corps liquides, lorsqu'on les refroidit suffisamment, peuvent prendre l'état solide : c'est le phénomène de la *solidification.*

Enfin, les liquides, en absorbant de la chaleur, se transforment en des corps gazeux, qu'on désigne plus particulièrement sous le nom de *vapeurs :* c'est le phénomène de la *vaporisation.* — Réciproquement, les vapeurs, en perdant la chaleur qu'elles avaient gagnée, reviennent à l'état liquide : c'est le phénomène de la *condensation* ou de la *liquéfaction.*

Nous allons étudier successivement chacun de ces *changements d'état.*

264. **Phénomène de la fusion.** — Pour nous faire une idée des particularités que présente le phénomène de la fusion, plaçons des morceaux d'étain sur le feu, dans une cuiller de fer. La température s'élevant progressivement, il arrive un moment où nous voyons couler des gouttes d'étain fondu : toute la masse fond ainsi peu à peu, et, au bout de quelque temps, il ne reste plus que de l'étain liquide. — Ce qu'il importe de remarquer, c'est que, si un thermomètre est placé au milieu de l'étain, on observe que la fusion commence toujours *à une même température,* qui est ici de 230° ; cette température est ce qu'on appelle le *point de fusion* de l'étain. — On observe, en outre, que *la température reste constante,* depuis le moment où la fusion commence jusqu'au moment où elle se termine.

En général, si on fait abstraction des corps, tels que le verre, qui ne deviennent liquides qu'en passant par une série d'états plus ou moins pâteux, le phénomène de la fusion, pour les divers corps, est soumis aux deux lois suivantes :