section du ménisque concave par le plan bissecteur et elle caractérise la forme de ce ménisque (fig. 349).

II. — PHÉNOMÈNES PRODUITS AU CONTACT DES CORPS SOLIDES PAR LES LIQUIDES QUI NE LES MOUILLENT PAS.

317. **Contact des liquides et des solides. — Angle de raccordement.** — La simplicité et la netteté des phénomènes précédents tenaient à ce que le liquide était constamment en contact avec une mince couche du même liquide, à laquelle le tube solide ne faisait que servir de support. En un mot, il n'y avait pas, à proprement parler, contact entre un liquide et un solide, mais contact d'un liquide avec lui-même.

Les phénomènes capillaires se compliquent et deviennent moins nets dans le cas où le liquide ne mouille pas la substance du tube capillaire. Si, par exemple, sur une surface plane et horizontale bien propre, on verse quelques gouttes d'un liquide qui ne la mouille pas, ce liquide (fig. 364) forme généralement une sorte de masse plus ou moins arrondie, se raccordant avec la surface solide par un angle déterminé $CAS_1 = \omega$, qu'on appelle *angle de raccordement*. Cet élément, dont nous n'avions pas eu à nous occuper jusqu'ici, joue un rôle capital dans les phénomènes capillaires qu'il nous reste à étudier.

Calcul de ω. — On peut calculer cet angle en fonction des forces de cohésion qui s'exercent soit entre les molécules liquides, soit entre les molécules liquides et les molécules solides en contact. Soit une section ABC de la goutte liquide par un plan vertical qui passe par son axe (fig. 364) et par un élément du contour limitant la goutte. Considérons les forces qui agissent en A sur cet élément. Il y a d'abord la tension superficielle S_1 du liquide, qui agit tangentiellement à l'élément; il y a ensuite l'attraction exercée par le solide sur le liquide : on peut la représenter par une force S_2, analogue à une tension superficielle, et s'exerçant sur l'unité de longueur. Il y a encore une autre force attractive de cohésion, qui s'exerce au contact entre les molécules liquides du milieu (1) et les molécules solides du milieu (2); on peut la représenter, par analogie avec ce qui se produit dans la surface libre d'un liquide, par une certaine tension superficielle S_{1-2}[1]. Enfin, il faut évidemment joindre à ces forces une autre force attractive, émanant du solide et normale à la paroi, car sans cela la composante normale de la tension S_1 ne pourrait pas être contrebalancée.

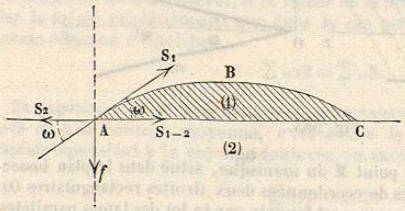

Fig. 364.

Pour exprimer qu'il y a équilibre, il faut écrire que la somme des projections des forces sur deux axes rectangulaires passant au point A est nulle. Prenons pour axes la paroi AC et la normale en A. On a successivement

$$[1] \qquad S_1 \cos\omega + S_{1-2} - S_2 = 0, \qquad \text{d'où} \qquad \cos\omega = \frac{S_2 - S_{1-2}}{S_1}, \qquad [1\,bis]$$

$$[2] \qquad S_1 \sin\omega - f = 0.$$

1. Cette tension S_{1-2} est nulle lorsqu'il se forme une couche de liquide adhérente à la paroi solide, comme dans le cas des liquides qui mouillent parfaitement (M. Terquem, *Capillarité, Encyclopédie chimique*).

De cette dernière équation, combinée avec la précédente, on peut tirer la valeur de cette force auxiliaire f. On a, toutes réductions faites,

$$f = S_1 \sqrt{1 - \left(\frac{S_1 - S_{1-2}}{S_1}\right)^2}.$$

Mais ne nous occupons que de l'angle de raccordement. Il est donné par son cosinus; par conséquent cette valeur n'est pas admissible dans tous les cas. Il faut que l'on ait

$$\frac{S_2 - S_{1-2}}{S_1} < 1 \qquad \text{ou} \qquad S_2 < S_1 + S_{1-2}.$$

Et si l'on a

$$S_2 = S_1 + S_{1-2},$$

le cosinus de ω est égal à 1, et par suite ω est égal à zéro. L'angle de raccordement étant nul, le liquide se répand à la surface du corps. Ceci a lieu *à fortiori* si l'on a $S_2 > S_1 + S_{1-2}$, car alors le liquide forme, à la surface du corps solide, une couche très mince et adhérente à celui-ci.

318. **Étude expérimentale de l'angle de raccordement.** — Théoriquement, *l'angle de raccordement est constant pour le même corps solide et le même corps liquide*. Cela résulte de la formule [1 *bis*]. Une ancienne expérience de Gay-Lussac semble vérifier cette constance dans le cas du mercure et du verre.

Expérience de Gay-Lussac. — Gay-Lussac avait pensé démontrer que le mercure se raccorde au verre sous un angle constant, voisin de 45°. Il introduisait une quantité croissante de mercure dans un tube capillaire à deux branches (fig. 365), dont l'une était soudée à un large tube cylindrique A et l'autre à une boule creuse B, parfaitement sphérique. A mesure que le niveau du mercure s'élève dans la boule B, sa surface libre prend, au contact du verre, une série de formes variables qu'on ne peut s'expliquer qu'en admettant un angle de raccordement *constant et voisin de* 45°. En effet, quand le niveau en A arrive en 1', on a en B un bouton fortement convexe (1) avec une forte dépression, mesurée par la distance verticale (1' — 1); puis, sur le parallèle de 45° dans l'hémisphère inférieur, le ménisque (2) quittera verticalement de paroi, et la dépression (2' — 2) sera moins forte; à l'équateur, en 3, le ménisque se raccordera exactement à 45° avec l'élément correspondant de la paroi, qui est vertical, et la dépression (3' — 3) aura encore diminué; sur le parallèle de 45°, dans l'hémisphère supérieur, la surface libre du mercure en B sera exactement plane et horizontale, de manière à faire toujours le même angle de 45° avec la paroi, et la dépression correspondante (4' — 4) *sera nulle;* à par-

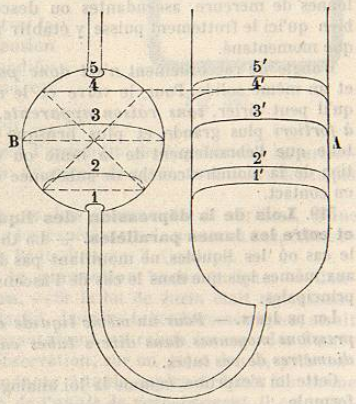

Fig. 365.

tir de ce moment, la surface libre du mercure se creusera, en même temps qu'elle s'élève, et elle finira par former au sommet de la boule un bouton (5) analogue au bouton (1), mais *concave* au lieu d'être *convexe :* pendant cette dernière période, la dépression, qui était nulle en (4'), est devenue négative; le niveau mercuriel dans la branche A est au-dessus du niveau dans la boule B.

Expériences de M. Quincke. — Des expériences plus précises n'ont pas confirmé ce résultat de Gay-Lussac. M. Quincke a mesuré par un procédé optique l'angle de raccordement de diverses gouttes de mercure posées sur un même plan de verre. Il mesurait en outre trois éléments géométriques, qui en définissaient la forme : l'ordonnée maximum a, l'ordonnée du point extrême de contact b, enfin l'ordonnée du bord de la goutte c (fig. 366). Il a constaté les faits suivants :

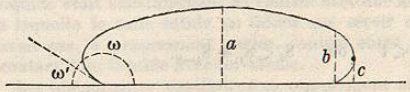

Fig. 366.

1° Il se produit un changement continu dans la forme des gouttes, très rapide d'abord pendant les premières minutes qui suivent le dépôt sur le verre, puis se ralentissant de plus en plus, sans cesser d'ailleurs au bout de plusieurs heures et même de plusieurs jours.

2° Il y a de même une variation continue dans la grandeur de l'angle aigu ω' de raccordement.

Conclusions. — Il résulte de ces deux faits que l'équilibre capillaire n'est jamais *complet* ni *stable*, pour une goutte de mercure posée sur un plan de verre. De nombreuses observations [1] ont démontré qu'il en est de même pour des colonnes de mercure, ascendantes ou descendantes, dans des tubes en verre, bien qu'ici le frottement puisse y établir un équilibre apparent, lequel n'est que momentané.

L'angle de raccordement *n'est donc pas constant* entre un même liquide et un même solide. Pour le verre et le mercure, en particulier, on a trouvé qu'il peut varier, *sans raison apparente*, entre 38° et 45°. La variation est, *à fortiori* plus grande et plus brusque lorsqu'il y a une cause apparente, telle que l'ébranlement de la lame ou du tube solide, ou bien l'interposition de la moindre couche de substance étrangère sur le liquide et le solide en contact.

319. **Lois de la dépression des liquides dans les tubes capillaires, et entre les lames parallèles.** — La théorie de la capillarité conduit, dans le cas où les liquides ne mouillant pas les solides subissent une dépression, aux mêmes lois que dans le cas de l'ascension. Nous n'énoncerons que les deux principales.

Loi de Jurin. — *Pour un même liquide et à une même température, les dépressions moyennes dans divers tubes capillaires sont en raison inverse des diamètres de ces tubes.*

Cette loi s'exprime, comme la loi analogue des liquides qui mouillent, par la formule

$$rh = \text{constante}.$$

Cette constante est déterminée par la théorie. Elle est égale à $\frac{2S_1 \cos \omega'}{D}$, S_1 étant la *tension superficielle* propre du liquide, D la densité et ω' l'angle

1. Observations de Bravais et Expériences de M. Quincke.

aigu de raccordement (fig. 366). La formule complète est donc

$$rh = \frac{2S_1 \cos \omega'}{D}.$$

On voit, d'après la formule même, que la dépression moyenne h est fonction de l'angle de raccordement.

Loi des lames parallèles. — *Pour un même liquide et à une même température, la dépression moyenne, entre deux lames parallèles, est moitié de la dépression qui se produirait dans un tube capillaire de diamètre égal à la distance des lames.*

320. **Vérification des lois de la dépression capillaire.** — La vérification de ces lois a été faite, ou du moins tentée, pour le mercure et le verre. Elle présente de nombreuses difficultés, les unes expérimentales qu'on a pu surmonter, et les autres théoriques qui sont insurmontables.

1° La première est l'*opacité* du mercure, qui empêche l'observation directe des colonnes déprimées. On la tourne aisément, soit par le *procédé de Gay-Lussac*, qui consistait à amener le tube capillaire contre la paroi même du vase en verre contenant la masse de mercure; soit par le *procédé de Regnault*, qui consistait à employer un tube à siphon, dont l'une des branches était assez large pour qu'il n'y eût pas de dépression (fig. 367) : celle-ci était alors mesurée par la distance verticale h des niveaux dans les deux branches.

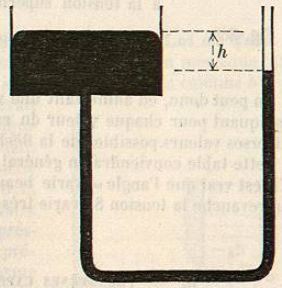

Fig. 367.

2° De plus, il est difficile d'obtenir du mercure *parfaitement pur*, en contact avec du verre *parfaitement propre*.

3° Le frottement du mercure contre la paroi intervient pour modifier la tension superficielle du mercure et il la modifie différemment, suivant que la colonne est ascendante ou descendante.

4° Enfin la difficulté théorique, qu'il est presque impossible de surmonter, c'est l'instabilité de l'équilibre et la variabilité constante de l'angle capillaire (ou *de raccordement*), mise en évidence par les expériences de M. Quincke.

Malgré cela, on peut considérer ces lois comme étant vérifiées, d'une manière suffisamment approchée, par les expériences de nombreux expérimentateurs (Gay-Lussac, Edouard Desains, Bède, Danger, M. Quincke).

321. **Conséquences relatives à la correction barométrique. — Construction des Tables de correction.** — Si la loi de Jurin était rigoureusement exacte, l'erreur due à la capillarité, dans les tubes barométriques, serait facile à corriger, puisqu'elle serait exactement en raison inverse des diamètres. Il suffirait de faire une seule observation, sur un verre donné, pour calculer la table de correction correspondante à toute espèce de tubes du même verre. Mais, à cause de la variabilité de l'*angle de raccordement*, il est indispensable de faire intervenir la valeur de cet angle dans les tables de correction Aussi toutes ces tables de correction, depuis les plus anciennes, dues à Bouvard, jusqu'aux plus récentes, dues à Mlle Gutkowska, donnent-elles, pour un même diamètre de tube, les dépressions correspondant à différentes valeurs possibles de l'angle capillaire ω'.

Usage de la flèche du ménisque. — Au lieu de mesurer l'angle capillaire ω', il est plus commode de mesurer la *flèche* f du ménisque. On appelle ainsi la

distance du point le plus élevé du ménisque au-dessus du plan de la ligne de raccordement. Dans le cas où le ménisque est exactement circulaire, ces deux éléments sont reliés l'un à l'autre par une formule très simple. En effet, soit une section du ménisque et du tube par un plan passant par l'axe (fig. 368); soit r le rayon du tube, qui est en même temps le rayon du petit cercle de la sphère dont le ménisque fait partie et soit R le rayon de cette sphère. On a évidemment

Fig. 368.

$$f = OP - OP'$$

avec

$$OP = R, \quad OP' = r \sin \omega' \quad \text{et} \quad R = r' \cos \omega'.$$

En substituant ces valeurs, il vient

$$f = r \cdot \frac{1 - \sin . \omega'}{\cos . \omega'}.$$

Construction des tables. — Si l'on admet que le ménisque soit circulaire, la dépression moyenne h est liée à la flèche et à la tension superficielle S_1 par l'équation

$$h = \frac{4 S_1 f}{D (r + f^2)}.$$

On peut donc, en admettant une valeur constante de S_1, construire une table indiquant pour chaque valeur du rayon r les dépressions correspondantes aux diverses valeurs possibles de la flèche f.

Cette table conviendra en général pour un baromètre quelconque, parce que, s'il est vrai que l'angle ω' varie beaucoup d'un mercure à l'autre (de 38° à 46°), en revanche la tension S_1 varie très peu (à peine de $\frac{1}{20}$ de sa valeur).

III — PHÉNOMÈNES CAPILLAIRES DIVERS. — APPLICATIONS.

322. **Longueur de la colonne liquide suspendue dans un tube ouvert.** — Lorsqu'on plonge un tube capillaire dans un liquide qui le mouille (fig. 369, I), celui-ci s'élève jusqu'à une hauteur h déterminée par la loi de Jurin, et il se termine par un ménisque concave. Cette hauteur h est telle, qu'elle fait équilibre à la composante normale N de la tension superficielle, déterminée par la courbure du ménisque.

Si l'on retire avec précaution le tube du liquide, non seulement on emporte avec lui la colonne liquide soulevée, mais celle-ci est *plus grande* que dans le cas précédent : elle peut être *double*, c'est-à-dire égale à $2h$, si l'orifice inférieur du tube est taillé en biseau.

En même temps, la colonne liquide se termine inférieurement par un ménisque *convexe*, de même courbure que le ménisque supérieur (fig. 369, II). Ce dernier fait explique le précédent. En effet, le ménisque inférieur, étant identique au ménisque supérieur, développe comme lui une composante normale, dirigée de haut en bas, et également capable de faire équilibre à une colonne h. La colonne suspendue doit donc avoir une hauteur totale $2h$.

Enfin, si l'orifice inférieur est terminé par des bords plans (fig. 369, III), le ménisque inférieur qui s'y forme correspond au *diamètre extérieur* du tube et non plus au *diamètre intérieur*, comme dans le cas du biseau. Ce ménisque extérieur est moins courbe que le précédent, et développe une composante normale $N' < N$: par suite, la colonne h' qu'il peut soutenir est plus petite que h. La

hauteur totale suspendue est donc plus faible que dans le cas précédent; elle n'est plus que $h + h'$ ($< 2h$).

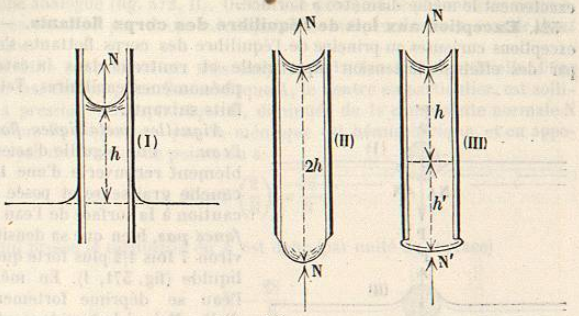

Fig. 369.

323. **Formation des gouttes à un orifice capillaire. — Loi de Tate. — Théorie du compte-gouttes.** — Nous avons dit que l'effet du ménisque inférieur, joint à celui du ménisque supérieur, suffit pour soutenir la colonne $h + h'$. Si le ménisque inférieur était seul, il pourrait équilibrer une pression h'. C'est ce qui explique pourquoi, lorsqu'un liquide est contenu dans un vase terminé par un orifice étroit à sa partie inférieure, tel qu'un compte-gouttes (fig. 370, I), il faut un certain excès de pression pour faire écouler le liquide par cet orifice. Si cette pression est limitée, comme dans l'expérience précédente, le ménisque inférieur garde une forme invariable et la goutte s'arrête dans son développement. Si, au contraire, la pression intérieure est croissante, elle finit par triompher de la résistance du ménisque, la goutte se gonfle progressivement, comme dans un petit sac élastique dont la tension diminue à mesure qu'il grossit; puis, lorsque la goutte est devenue assez volumineuse pour que son poids dépasse la composante normale de la tension superficielle, elle s'étrangle à la partie supérieure (fig. 370, II) et finit par se détacher, en se rompant suivant une circonférence $o'o'$ qui est à peu près égale à celle de l'orifice oo.

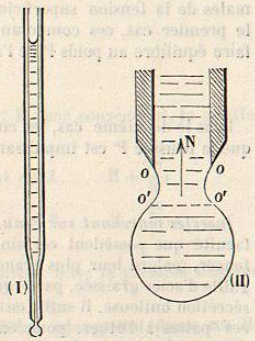

Fig. 370.

Loi de Tate. — *Les gouttes qui se forment ainsi à l'orifice de divers tubes capillaires ont, pour un même liquide, des poids proportionnels aux diamètres de ces tubes.*

On a également démontré par l'expérience que :

1° Les poids des gouttes sont indépendants de la substance solide qui forme l'orifice (quand elle est parfaitement mouillée par le liquide).

2° Ces poids diminuent quand la température s'élève.

Ces lois prouvent que ce phénomène est une conséquence directe de la tension superficielle qui s'exerce tout le long du cercle de gorge $o'o'$, dont le diamètre peut être considéré comme proportionnel à celui de l'orifice.

Elles constituent la théorie du *compte-gouttes*, petit instrument en verre (fig 370, I) qu'on emploie, en thérapeutique, pour obtenir une masse déter-

minée d'une liqueur pharmaceutique d'après le nombre de gouttes versées. On voit combien il importe d'employer, en pharmacie, des instruments ayant exactement le même diamètre à l'orifice.

324. **Exception aux lois de l'équilibre des corps flottants.** — Plusieurs exceptions curieuses au principe de l'équilibre des corps flottants s'expliquent par des effets de la tension superficielle et rentrent dans la catégorie des phénomènes capillaires. Tels sont les faits suivants.

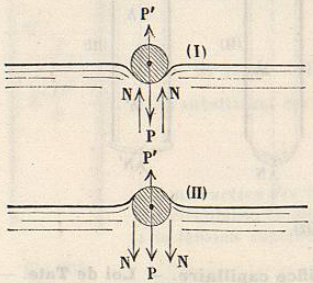

Fig. 371.

Aiguilles métalliques flottant sur l'eau. — Une aiguille d'acier, préalablement recouverte d'une très mince couche graisseuse et posée avec précaution à la surface de l'eau *ne s'y enfonce pas*, bien que sa densité soit environ 7 fois 1/2 plus forte que celle du liquide (fig. 371, I). En même temps l'eau se déprime fortement autour d'elle. Mais si le liquide vient à mouiller l'aiguille (fig. 371, II), elle est immédiatement entraînée au fond du vase.

Ces phénomènes s'expliquent aisément par l'effet des composantes normales de la tension superficielle, qui s'exercent en N, N, de bas en haut. Dans le premier cas, ces composantes s'ajoutent à la poussée P' du liquide pour faire équilibre au poids P de l'aiguille, de manière qu'on ait

$$P = N + P'.$$

Dans le deuxième cas, les composantes N s'ajoutent au poids P, de manière que la poussée P' est impuissante à équilibrer ces deux forces. On a

$$P + N > P'.$$

Insectes marchant sur l'eau. — L'expérience précédente explique la curieuse faculté que possèdent certains insectes[1] de marcher sur l'eau, sans s'y enfoncer, malgré leur plus grande densité. Ils sont dans le même cas que l'aiguille d'acier graissée, parce que leurs pattes sont naturellement enduites d'une sécrétion huileuse. Il suffit en effet de dissoudre cette couche grasse, en lavant ces pattes à l'éther, pour enlever à ces animaux leur faculté de marcher sur l'eau.

325. **Mouvements des gouttes dans les tubes capillaires coniques.** — Il y a deux cas à considérer, suivant que le liquide mouille ou ne mouille pas la substance du tube.

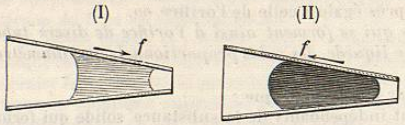

Fig. 372.

1° On introduit une goutte d'eau dans un tube capillaire en verre, de forme conique et disposé horizontalement (fig. 372, I). La goutte s'étale en formant à ses deux extrémités deux ménisques concaves, inégalement courbes; la plus grande courbure est tournée vers le bout étroit du tube et la plus petite courbure

1. On peut citer les insectes à longues pattes appelés *tisserands*.

vers le bout large; de plus, au lieu de *se fixer* dans la position où on l'a mise, *elle se meut spontanément vers le bout étroit* du tube.

2° On introduit une goutte de mercure bien propre dans le même tube ou dans un tube analogue (fig. 372, II). On voit se produire le phénomène *inverse*. La goutte se termine par deux ménisques convexes, et *s'avance vers le bout large* du tube.

Ces deux faits sont des effets très simples de la tension superficielle. Dans le premier cas, chaque point du ménisque A, le centre en particulier, est sollicité par la pression atmosphérique H, diminuée de la composante normale N de la tension. En supposant que le ménisque est hémisphérique, et en appelant R le rayon du tube en ce point, on a

$$N = S\left(\frac{2}{R}\right) = \frac{2S}{R}.$$

La force qui presse le ménisque en A est donc (par unité de surface)

$$H - \frac{2S}{R}.$$

De même, la force qui pousse le ménisque en B est (par unité de surface)

$$H - \frac{2S}{r}.$$

La résultante de ces deux forces est égale à f :

$$f = 2S\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right).$$

On voit qu'elle est *positive*, puisque r est $< R$: par conséquent, la goutte sera poussée vers la partie étroite du tube.

Dans le deuxième cas, les deux pressions sont en A..... $H + \frac{2S}{R}$,

en B..... $H + \frac{2S}{r}$.

Leur différence est $2S\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r}\right)$: elle est *négative*. Donc la pression s'exerce de B vers A : la goutte sera poussée vers la partie large.

326. **Mouvements de deux plans parallèles plongeant dans un liquide.** — Il y a encore deux cas à considérer, suivant que les plans solides sont tous les deux mouillés ou non par le liquide, ou que l'un des deux est mouillé et l'autre pas.

1° On plonge deux plans de verre dans de l'eau, en les plaçant parallèlement l'un à l'autre, à une très petite distance, et en les soutenant à l'aide de longs fils très flexibles. On voit alors les deux plans se rapprocher l'un de l'autre jusqu'à ce qu'ils arrivent au contact.

Si l'on plonge, de la même manière, deux lames de verre bien propres dans un bain de mercure, il y a encore rapprochement, jusqu'au contact.

2° Si l'on plonge dans l'eau deux lames en verre, dont l'une étant bien propre est parfaitement mouillée, et l'autre étant enduite d'une mince couche graisseuse n'est pas mouillée, on observe une répulsion entre ces lames.

On doit remarquer en outre dans la figure 373 (qui représente en coupe un schéma des trois expériences) que : 1° dans le cas de l'ascension, le liquide s'élève *moins* à l'extérieur qu'à l'intérieur de la lame; 2° dans le cas de la

dépression, le liquide s'abaisse *moins* à l'extérieur qu'à l'intérieur; 3° dans le cas de la répulsion des lames, les deux effets précédents se contrarient et produisent un effet résultant inverse : sur la lame mouillée, le liquide monte *moins* à l'intérieur qu'à l'extérieur; et sur la lame non mouillée, le liquide s'abaisse *plus* à l'extérieur qu'à l'intérieur. De cette disposition du liquide sur les lames résulte une explication très simple de leurs mouvements.

Il suffit, en effet, de considérer les pressions qui s'exercent, dans chacun des cas, sur les deux faces de chaque lame, soit dans la région qui est en contact avec le liquide par ses deux faces, soit dans la région qui est en contact par une seule face.

Cas de l'ascension. — Dans la région mouillée de part et d'autre, la pression est la même sur les deux faces de chaque lame (fig. 373, I) : elle est $H - p$, H étant la pression atmosphérique, et p la diminution de pression (pression ca-

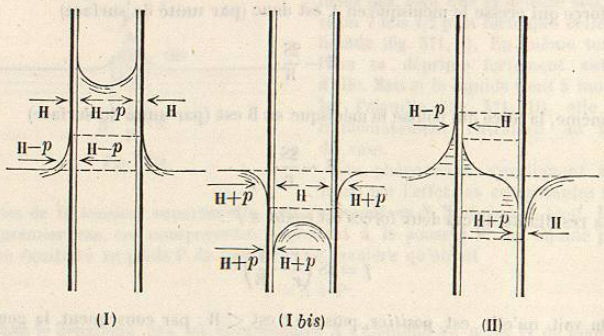

Fig. 373.

pillaire) qui résulte du ménisque concave. Dans la région uniquement mouillée à l'intérieur, la pression est différente sur les deux faces de chaque lame : elle est H à l'extérieur, et $H - p$ à l'intérieur. Chaque lame est donc poussée vers l'autre par une force égale à p : il doit y avoir rapprochement.

Cas de la dépression. — Dans la région qui est en contact avec le mercure de part et d'autre (fig. 373, I *bis*), la pression est la même sur les deux faces de chaque lame : elle est $H + p$, H étant la pression atmosphérique et p l'accroissement de pression (pression capillaire) qui résulte du ménisque convexe. Il y a donc équilibre entre ces deux systèmes de pression. Mais dans la région où le mercure ne touche aux lames que par une seule face, la pression est différente sur les deux faces de chaque lame : elle est $H + p$ sur la face externe et H sur la face interne. Chaque lame est donc poussée vers l'autre par la différence p de ces deux forces : il doit y avoir rapprochement.

Cas mixte. — Sur la lame mouillée, dans la région où le liquide touche aux deux faces, il n'y a pas de différence de pression (fig. 373, II); mais dans l'autre région la pression est $H - p$ sur la face externe, tandis qu'elle est H sur la face interne : il y a donc une différence de pression p, dirigée de l'intérieur à l'extérieur. C'est le contraire qui a lieu sur la lame non mouillée : dans la région où le liquide touche d'un seul côté, la pression extérieure est H, tandis que la pression intérieure est $H + p$; la différence est donc p, et elle est encore dirigée de l'intérieur vers l'extérieur. Il y a donc *répulsion*.

327. **Attractions et répulsions des corps flottants.** — La même explication s'applique aux mouvements d'attraction ou de répulsion qu'on observe entre certains corps légers qui flottent à la surface de liquides qui les mouillent ou ne les mouillent pas.

Deux balles de liège flottant sur l'eau s'attirent brusquement dès qu'elles arrivent dans le voisinage l'une de l'autre. On remarque en outre que le liquide les mouille et monte plus haut entre elles qu'à l'extérieur (fig. 374, I). De là l'explication de l'attraction, comme dans l'expérience précédente.

Deux balles de liège, passées au noir de fumée ou bien graissées, flottant sur l'eau (fig. 374, I *bis*), s'attirent de même lorsqu'elles sont suffisamment rapprochées. On remarque en outre que le liquide ne mouille pas les balles et qu'il

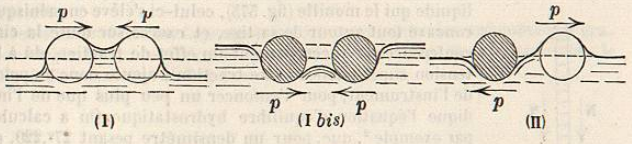

Fig. 374.

s'abaisse plus entre les deux corps qu'à l'extérieur. De là l'explication de l'attraction.

Enfin, deux balles de liège, l'une noircie et l'autre non noircie, flottant sur l'eau, *se repoussent* brusquement (fig. 374, II) dès qu'elles arrivent dans le voisinage l'une de l'autre; et l'on remarque que le liquide s'abaisse le long de la première balle *plus à l'extérieur qu'à l'intérieur*, et qu'il s'élève de même le long de la deuxième balle, *plus à l'extérieur qu'à l'intérieur*.

Remarque. — On explique de la même manière les attractions ou les répulsions exercées sur les corps flottants, soit par les bords des vases, soit par d'autres objets immergés dans le liquide, suivant que celui-ci mouille ou ne mouille pas les deux corps en présence, ou bien qu'il mouille l'un et ne mouille pas l'autre.

328. **Expérience de M. Lippmann. — Phénomènes électrocapillaires.** — Parmi les mouvements dus aux effets de la tension superficielle, on peut citer une très curieuse expérience de M. Lippmann. On dépose sur une soucoupe une large goutte de mercure et, par-dessus, on verse une couche d'eau, acidulée et additionnée de bichromate de potasse; enfin, sur le bord de la soucoupe on fixe un fil de fer, qui pénètre dans l'eau acidulée et vient toucher la surface extérieure du mercure. Dès qu'il y a contact, la goutte se contracte et abandonne le fer, puis elle reprend sa forme initiale, touche de nouveau le fer, et se contracte de nouveau : le même mouvement alternatif se continue indéfiniment.

Ici le phénomène capillaire proprement dit se complique d'un phénomène chimique et d'un phénomène électrique. Il faut faire intervenir ces trois effets pour expliquer le mouvement. Au contact de l'eau acidulée, le mercure s'oxyde, sa tension superficielle diminue et la goutte s'aplatit : c'est alors qu'elle touche le fil de fer. Il se forme alors entre le mercure, l'eau acidulée et le fer un *couple voltaïque*, dont le courant réduit l'oxyde de mercure, et rend à la surface sa netteté primitive ainsi que sa tension superficielle normale, et la goutte s'arrondit de nouveau en se contractant; puis l'oxyde se reforme, la tension superficielle diminue, la goutte s'aplatit de nouveau, et ainsi de suite.

Ce phénomène capillaire, dans lequel intervient l'électricité, est le type d'une catégorie de phénomènes extrêmement curieux, connus sous le nom de *phénomènes électrocapillaires*. M. Lippmann est parvenu à débrouiller l'obscure complexité de ces phénomènes, et à découvrir la loi qui lie l'état électrique (ou

Potentiel) d'une surface à la valeur de sa tension superficielle. Il a appliqué cette loi à la construction de son *électromètre capillaire*, l'un des instruments les plus ingénieux et le plus précis de la physique contemporaine [1].

529. **Application de la capillarité aux aréomètres.** — Nous avons dit, dès le début de ce chapitre, que les tiges pleines, de diamètre capillaire, étaient soumises, tout comme les tubes creux, aux attractions et aux répulsions capillaires. Tous les aréomètres sont munis de tiges capillaires et sont plongés dans des liquides qui les mouillent. Il doit en résulter nécessairement des attractions qui faussent l'équilibre, tel que nous l'avions établi précédemment en ne tenant compte que des pressions ou des poussées hydrostatiques.

1° *Erreurs dues à la capillarité.* — Un aréomètre étant plongé dans un liquide qui le mouille (fig. 375), celui-ci s'élève en ménisque concave tout autour de sa tige, et exerce sur toute la circonférence de raccordement un effet de traction, dû à la tension superficielle. Cette traction s'ajoute donc au poids de l'instrument, pour l'enfoncer un peu plus que ne l'indique l'équation d'équilibre hydrostatique. On a calculé, par exemple [2], que, pour un densimètre pesant $27^g,220$, et plongé dans de l'eau ordinaire, l'accroissement de poids, dû à la tension superficielle, est égale à $23^{mg},5$ (environ $\frac{1}{100}$ du poids total), et qu'il en résulte un excès d'immersion de $0^{cm},3$: par suite, si la tension superficielle du liquide disparaissait, l'instrument remonterait de 3 millimètres.

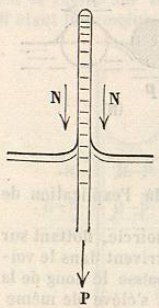

Fig. 375.

Dans un autre liquide, où la tension superficielle serait, de 1/3 seulement, inférieure à celle de l'eau, le même aréomètre se relèverait de 1 millimètre [3].

2° *Correction de l'erreur capillaire.* — Soit r le rayon de la tige capillaire au niveau de la ligne de flottaison, et soit N la valeur de la composante verticale de la tension superficielle du liquide. La pression qui s'exerce sur toute la circonférence de flottaison a pour valeur $2\pi r N$. L'équation d'équilibre doit donc s'écrire de la manière suivante (P, poids de l'instrument ; v, volume immergé ; D, densité du liquide) :

$$[1] \qquad vD = P + 2\pi r N.$$

Si l'on plonge le même instrument dans un autre liquide, de densité D′ et de tension superficielle différente, le volume immergé deviendra v', et l'équation d'équilibre sera

$$[2] \qquad v' D' = P + 2\pi r N'.$$

En divisant ces deux équations membre à membre, et en isolant le rapport $\frac{D}{D'}$, il vient

$$[3] \qquad \frac{D}{D'} = \frac{v'}{v} \cdot \frac{P + 2\pi r N}{P + 2\pi r N'}.$$

On voit que le rapport des densités des deux liquides n'est plus égal au rapport inverse des volumes immergés. La divergence, représentée par le facteur $\frac{P + 2\pi r N}{P + 2\pi r N'}$, dépend de la différence des tensions superficielles des liquides considérés.

1. Nous en donnons la description plus loin, dans le chapitre consacré à l'Électrométrie.
2. M. Duclaux, *Journal de physique* (1872).
3. Dans un liquide qui ne mouillerait pas l'aréomètre, l'effet de la tension superficielle serait inverse : l'instrument serait relevé, au lieu d'être enfoncé.

3° *Conclusion.* — Il résulte de cette discussion qu'on ne peut employer avec rigueur le même aréomètre pour des liquides différents, car il suffit d'une variation dans la tension superficielle pour fausser l'équilibre, en produisant un déplacement plus ou moins grand de la ligne d'affleurement. Par exemple, lorsqu'un aréomètre sensible est plongé dans l'eau et s'y tient en équilibre, il suffit de répandre à la surface de l'eau une trace imperceptible d'un corps gras, qui s'y étend comme un voile extrêmement mince, pour faire remonter l'instrument d'une quantité notable, par suite de la diminution de la tension superficielle.

Les seuls aréomètres parfaitement justes seront donc les aréomètres à graduation empirique et ne servant *que pour un seul liquide*, construits sur le modèle de l'alcoomètre de Gay-Lussac.